



Analyse des structures de la surface d'Europe (satellite de glace de Jupiter): conséquences dynamiques, rhéologiques et thermiques

Loïc Mével

► To cite this version:

Loïc Mével. Analyse des structures de la surface d'Europe (satellite de glace de Jupiter): conséquences dynamiques, rhéologiques et thermiques. Géologie appliquée. Université de Nantes, 2003. Français. NNT: . tel-00006231

HAL Id: tel-00006231

<https://theses.hal.science/tel-00006231>

Submitted on 9 Jun 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE • MÉCANIQUE, THERMIQUE ET GÉNIE CIVIL (ED 0367)

Année 2003

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

**Analyse des structures de la surface d'Europe
(satellite de glace de Jupiter) : conséquences
dynamiques, rhéologiques et thermiques**

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Sciences de la Terre

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Loïc MEVEL

Le jeudi 16 octobre 2003, devant le jury ci-dessous

Président : M. SOTIN Christophe, *Professeur* • Université de Nantes
Rapporteurs : M. ALLEMAND Pascal, *Professeur* • Université de Lyon 1
M. DAUTEUIL Olivier, *Directeur de recherche au CNRS* • Université de Rennes 1
Examineurs : M. WEISS Jérôme, *Chargé de recherche au CNRS* • Université de Grenoble
M. PRIEUR Daniel, *Professeur* • Université de Bretagne Occidentale

Directeur de thèse : M. Eric MERCIER, *Professeur* • Université de Nantes

Résumé :

Europe est un corps silicaté enveloppé d'une couche d'H₂O de 80 à 140 km d'épaisseur formant en surface une croûte de glace I. La dissipation de chaleur générée par l'effet des marées du système jovien maintiendrait un océan liquide sous la croûte de glace et permettrait une dynamique interne. L'analyse morphologique menée sur diverses structures « géologiques » imagées par *Galileo* apporte des informations sur la structure, l'état thermique et les vitesses de déformation de la croûte. La profondeur des transitions rhéologiques est très variable selon la localité et le type de structure, et donc selon le processus géologique impliqué. La lente relaxation de 2 bassins d'impact permet d'estimer des flux de chaleur inférieurs à 30 mW.m⁻² impliquant une croûte conductive de 9 à 32 km d'épaisseur reposant sur un océan froid. Néanmoins, d'autres structures montrent des indices d'écoulements à la faveur d'une pente régionale et de déformations verticales à grande échelle (~100 km) peu fréquentes à la surface d'Europe. En outre, nous avons mis en évidence une disparition importante de croûte autour d'une bande décro-extensive dont l'ouverture serait liée à la rotation non synchrone d'Europe. Ces résultats pourront servir à contraindre les modèles physiques développés par ailleurs.

Mots-clés : Europe, satellite de glace, tectonique, morphologie structurale, rhéologie, flux de chaleur

Abstract :

Europa is a rocky body overlaid by a thick external H₂O layer ranging from 80 to 140 km which surface is totally frozen. Heat dissipation due to jovian tides may preserve a liquid ocean above the icy crust and would allow internal dynamics. Morphostructural analysis of *Galileo*'s images gives insights about the structure, the thermal state and the strain rates of the crust. The depth of the rheological transitions highly depends on the location and on the type of feature, and then on the implied "geological" process. The slow relaxation of 2 impact basins allows the assessment of thermal fluxes lower than 30 mW.m⁻² implying a conductive crust ranging from 9 to 32 km in thickness over a cold ocean. Nevertheless, other features give insights about flows of material along a regional slope and vertical deformations at large-scale (~100 km) which are rare on the Europa's surface. Furthermore, we have pointed out a large disappearance of crust around an extensive strike-slip band, which opening may be related to Europa's non-synchronous rotation. Finally, these results will be used to constraint the physical models developed elsewhere.

Key words : Europa, icy satellite, tectonics, structural morphology, rheology, heat flux

Table des matières

Avant-propos

CHAPITRE 1 - Etat des connaissances sur Europe

1. Généralités sur l'environnement planétaire et sur l'exploration du système jovien	1
1.1. Le système jovien	1
1.1.1. Historique	1
1.1.2. Hypothèses sur la formation du système jovien	1
1.1.3. Caractéristiques des satellites galiléens	3
1.2. L'exploration du système jovien	5
1.2.1. Caractéristiques de l'imagerie <i>Galileo</i>	7
1.2.2. Echelle et répartition des images <i>Galileo</i>	10
2. Structure interne	15
2.1. Gravimétrie et structure interne	15
2.2. Modèles thermiques	17
3. Processus et nature de la surface d'Europe	20
3.1. Environnement de la surface d'Europe	20
3.2. Propriétés de la surface d'Europe	22
3.2.1. A partir des données <i>Voyager</i>	22
3.2.2. A partir des données <i>Galileo</i>	23
4. L'âge de la surface d'Europe	32
4.1. Le modèle de Neukum	33
4.2. Le modèle de Shoemaker-Zahnle	34
4.3. Discussion sur l'âge de la surface d'Europe	36
4.3.1. Evaluation des modèles d'âge par les cratères	36
4.3.2. Contraintes sur l'âge de la surface à partir du « sputtering »	37
4.3.3. Les terrains les plus jeunes d'Europe	39
5. Description des structures géologiques d'Europe	40
5.1. Typologie des structures linéaires	41
5.1.1. Les rides simples et doubles	41
5.1.2. Les rides triples	43
5.1.3. Les rides cycloïdes (<i>flexi</i>)	44
5.1.4. Les bandes sombres extensives	45
5.2. Typologie des structures ponctuelles	48
5.2.1. Les structures de petite échelle	48
5.2.2. Les structures de grande échelle	50
5.3. Les structures d'impacts météoritiques	52
5.4. Relations spatiales et temporelles entre les structures	55
5.4.1. Distribution globale des linéaments	55
5.4.2. Distribution globale des dômes, <i>lenticulae</i> et <i>chaos</i>	57
5.4.3. Relations stratigraphiques entre les structures linéaires et ponctuelles	58
6. Interprétations des structures et discussion sur les processus géologiques impliqués	59
6.1. Interprétation sur les processus de formation des structures linéaires	60
6.1.1. Modèles de formation des rides	60
6.1.2. Origine et conditions d'ouverture des bandes sombres	68
6.2. Interprétation et discussion sur les processus géologiques impliqués dans la	

formation des structures ponctuelles	71
6.2.1. Structures cryovolcaniques	72
6.2.2. Modèles de formation des dômes, <i>lenticulae</i> et <i>chaos</i>	77
6.2.3. Evaluation des compatibilités entre les différents modèles et implications sur la structure et la dynamique de la croûte	93

CHAPITRE 2 - Structures d'impact multi-anneaux sur Europe : implications sur la nature rhéologique et thermique de la croûte de glace

1. Introduction	97
2. Détermination des caractéristiques de la croûte glacée	97
2.1. Relaxation des bassins d'impact multi-anneaux	97
2.2. Caractéristiques rhéologiques et thermiques à la TDC	99
3. Choix des paramètres	102
4. Application à deux structures d'impact sur Europe	104
4.1. Caractéristiques rhéologiques, températures et gradients thermiques	104
4.2. Profils rhéologiques	114
4.3. Temps d'ouverture des grabens	115
4.3.1. Méthode et résultats	115
4.3.2. Discussion	115
4.4. Flux thermiques	116
4.4.1. Méthode et résultats	116
4.4.2. Discussion	121
5. Discussion et conclusions	125
5.1. Discussion	125
5.2. Conclusions	129

CHAPITRE 3 - Les structures transtensives sur Europe : application au cas d'*Astypalaea Linea*

1. Introduction	131
2. Contexte géodynamique du secteur d'étude : la région d' <i>Astypalaea Linea</i>	131
2.1. Généralités	131
2.2. Les grandes unités	133
2.3. Nature des mouvements	135
3. Contraintes apportées par l'analyse des stries sur l'ouverture d' <i>Astypalaea Linea</i>	138
3.1. Introduction	138
3.2. Méthodes de traitement et application à <i>Astypalaea Linea</i>	138
3.2.1. Morphologie, géométrie et texture des surfaces striées	139
3.2.2. Filtrage et seuillage des images	141
3.2.3. Analyse dans le domaine fréquentiel	144
3.2.4. Comparaison des méthodes utilisées et discussion	148
3.3. Implications pour les vitesses de déformation et les mécanismes de formation des bandes	149
3.3.1. Modèles d'ouverture des structures linéaires	149
3.3.2. Application de ces modèles à l'ouverture d' <i>Astypalaea Linea</i>	150
3.3.3. Contraintes sur le temps d'ouverture à partir de l'âge de la surface	153
4. Compensation de l'extension enregistrée : l'exemple d' <i>Astypalaea Linea</i>	155
4.1. Reconstruction de l'état initial (anté- <i>Astypalaea Linea</i>)	155
4.2. Discussion et conclusions	160

4.2.1. Les mécanismes de la résorption crustale	160
4.2.2. Evaluation des conditions nécessaires à la fusion de la croûte superficielle	163
4.2.3. Conclusions	165
5. Géométrie des pull-aparts	165
5.1. Introduction	165
5.2. Présentation des pull-aparts et mesures	166
5.3. Comparaison avec les données terrestres	171
5.4. Discussion et conclusions	171
5.4.1. <i>Astypalaea Linea</i>	171
5.4.2. Bandes de la région Antijovienne	173
5.4.3. Conclusions	176
6. Contraintes observationnelles sur la reconstitution des étapes de l'ouverture d' <i>Astypalaea Linea</i>	177
6.1. Observations générales	177
6.2. Traces de compression sur la bande	177
6.3. <i>Cyclades Macula</i>	180
6.3.1. Observations	180
6.3.2. Interprétations	185
6.4. Implications sur l'évolution des contraintes et le moteur de l'ouverture	188
7. Synthèse des événements tectoniques impliqués dans la région nord d' <i>Astypalaea Linea</i>	193

CHAPITRE 4 - Analyse morpho-structurale d'une structure ponctuelle particulière : *Thera Macula*

1. Introduction	196
2. Localisation et contexte régional	196
3. Observations générales au sein de <i>Thera Macula</i>	197
3.1. La zone « chaotique » sombre et rugueuse	199
3.2. La zone claire et ridée	199
4. Analyse topographique et mise en évidence d'une pente régionale	200
4.1. Méthode de correction des résolutions	200
4.2. Méthode de détermination des reliefs	201
4.2.1. Cas des ombres portées	202
4.2.2. Cas des escarpements ensoleillés	203
4.3. Mise en évidence et calcul de la pente régionale	205
5. Intégration d'observations appuyant l'existence d'une pente régionale	209
6. Implications dynamiques du modèle proposé	212
6.1. Soulèvement d'un dôme	212
6.2. Temps de rééquilibrage thermique	215
6.3. La fusion de la glace	219
6.4. Ecoulement gravitaire de la glace	220
6.5. Temps de cristallisation	222
6.6. Estimation du temps total de mise en place de <i>Thera Macula</i>	223
7. Comparaison avec d'autres structures similaires	225
7.1. Textures et morphologies	225
7.2. Lien entre la topographie et les processus de mise en place	229
7.3. Comparaison des propriétés de la croûte de glace	230
7.4. Discussion	231

8. Conclusions	233
----------------	-----

CHAPITRE 5 - Perspectives et projets à développer

Préambule	234
-----------	-----

Partie 1

1. Analyse des décrochements sur Europe	235
1.1. Introduction	235
1.2. Présentation des données et comparaison avec la Terre	236
1.2.1. Représentation des données acquises sur Europe	236
1.2.2. Les données terrestres et leur signification	241
1.2.3. Comparaison des rapports d'Europe avec les données terrestres	243
1.3. Etude de la propagation des décrochements	244
1.4. Discussion et améliorations à apporter	246
1.4.1. Propriétés mécaniques de la croûte	246
1.4.2. Structure de la croûte de glace	247
1.4.3. Améliorations à apporter et perspectives	247
1.5. Conclusions et perspectives envisageables	249

Partie 2

2. Etude expérimentale de la couche externe d'eau d'Europe	250
2.1. But de l'expérience	250
2.2. Modèle considéré	250
2.3. Grandeurs fondamentales	251
2.4. Le rôle de la gravité	254
2.5. Aspect cinétique	256
2.6. Transfert thermique et contraintes expérimentales	257
2.7. Le système de refroidissement	260
2.8. Protocole expérimental	261
2.8.1. Parvenir aux conditions d'équilibre	261
2.8.2. Effets d'une anomalie thermique sur le système	261
2.9. Conclusions	262
3. Etude expérimentale du diagramme de phase du système $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$	263
3.1. Introduction	263
3.2. Description de l'appareillage expérimental et mode opératoire	263

<u>Conclusions générales</u>	264
-------------------------------------	------------

ANNEXES

A. Propriétés mécaniques et thermiques de la glace Ih	266
B. Détection de bombements	300
C. Etudes expérimentales	305
D. Nomenclature et mythologie	308

<i>Références bibliographiques</i>	314
---	------------

<i>Références internet</i>	332
-----------------------------------	------------

Avant-propos

L'exploration du système jovien a connu, depuis une vingtaine d'années, un essor sans précédents grâce notamment aux sondes *Voyager 1* et *2* à la charnière des années 70-80, puis à la sonde *Galileo* en orbite autour de Jupiter depuis 1995. Ces missions ont permis de découvrir de nouveaux satellites autour des planètes gazeuses du système externe, de préciser les caractéristiques de l'environnement de ces planètes et d'imager la surface de leurs satellites majeurs. En ce qui concerne les satellites galiléens, les découvertes furent spectaculaires et ont révélé une étonnante diversité de surfaces, suggérant des évolutions thermiques et tectoniques très différentes.

Hormis Io, qui ne possède pas de glace, Europe est manifestement le plus actif. Sa surface parsemée de structures « géologiques » et dépourvue de gros cratères d'impacts semble très jeune en comparaison de Ganymède et Callisto. Cette particularité reflète l'existence d'une dynamique interne récente voire actuelle dont les effets de marées constituent probablement le moteur.

Ce travail a pour but d'améliorer la compréhension de la dynamique de l'enveloppe superficielle d'Europe, c'est à dire sa croûte glacée, à partir de l'analyse des structures de surface. Nous verrons notamment dans quelle mesure une telle approche peut aboutir à l'évaluation des caractéristiques rhéologiques et thermiques de la croûte. La première partie de ce manuscrit dresse un état des connaissances sur Europe et relate les interprétations majeures principalement tirées de l'analyse des structures de surface. Les trois chapitres suivants exposent le travail réalisé au cours de cette thèse sur trois types de structures différentes. Enfin, le dernier chapitre regroupe, d'une part, un travail qui, à notre sens, mériterait un développement plus important ; et, d'autre part, deux études expérimentales qui présentent un rapport direct avec Europe.

Il faut garder à l'esprit, au cours de la lecture, que ce travail ne correspond qu'à une partie des méthodes utilisables pour l'étude des satellites ou des planètes. Aussi, les résultats issus des observations de la surface, entre-autres ceux qui sont présentés dans ce manuscrit, doivent servir de contraintes aux modèles physiques développés par ailleurs.

1. Généralités sur l'environnement planétaire et sur l'exploration du système jovien

1.1. Le système jovien

1.1.1. Historique

C'est en 1610 que Galiléo Galilée découvrit et étudia, grâce à sa fameuse lunette astronomique, le mouvement des quatre satellites majeurs de Jupiter (Principharus, Victripharus, Cosmipharus et Ferdinandipharus), qualifiés à l'époque d'astres médicéens (Medicea sidera) et par la suite de satellites galiléens (figure 1.1). Un peu plus tard, en 1614, Simon Marius, qui revendiquait également la découverte des satellites galiléens dès 1609, les nomma respectivement Io, Europe, Ganymède et Callisto dans son fameux ouvrage "Mundus Jovialis".

1.1.2. Hypothèses sur la formation du système jovien

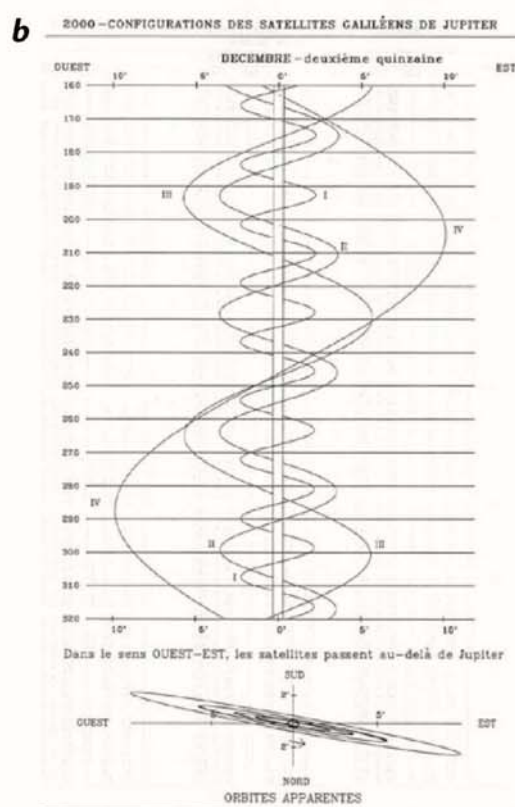
Le système solaire est constitué de 2 grandes zones caractérisées par des abondances relatives différentes entre les éléments lourds et les éléments légers : une zone interne dans laquelle dominent les planètes dites telluriques et une zone externe enrichie en éléments légers (Hydrogène...) dans laquelle dominent les planètes dites gazeuses. Jupiter, plus grosse planète du système solaire avec un diamètre moyen de 143000 km, appartient à cette dernière catégorie. Au moment de sa formation, la nébuleuse protojovienne aurait concentré suffisamment d'éléments pour permettre la condensation de satellites naturels connus sous le nom de satellites galiléens : Io, Europe, Ganymède et Callisto (figure 1.2). La table ci-dessous résume les principales caractéristiques des satellites galiléens.

Nom	Distance moyenne à Jupiter (rayons joviens)	excentricité	Rayon moyen (km) (Lune=1)		Période de rotation orbitale (jours terrestres)	Accélération de la pesanteur (m.s ⁻²)	Moment d'inertie (C/MR ²)
Io	5,905	0,004	1821	1,05	1,769	1,80	0,38
Europe	9,397	0,009	1565	0,90	3,552	1,32	0,347
Ganymède	14,99	0,002	2634	1,51	7,154	1,42	0,311
Callisto	26,37	0,007	2403	1,38	16,689	1,24	0,367

Table 1.1. Principales caractéristiques physiques et orbitales des satellites galiléens.

**Figure 1.1**

Montage réalisé à partir des images Voyager 2 représentant les quatre satellites galiléens autour de Jupiter (les distances et les proportions ne sont évidemment pas respectées).

**Figure 1.2**

Evolution des méthodes de représentation de la rotation des quatre satellites galiléens.

(a) Extrait du manuscrit de Galilée Galilée relatant ses observations au cours de janvier 1610. Ce type de représentation lui a permis de découvrir et d'étudier le mouvement relatif des satellites dits galiléens. (b) représentation actuelle des périodes de rotation (les courbes I, II, III et IV représentent respectivement les orbites de Io, Europe, Ganymède et Callisto).

1.1.3. Caractéristiques des satellites galiléens

Les quatre satellites galiléens ont atteint un équilibre dynamique entretenu par la résonance de Laplace. C'est à dire qu'ils ont trouvé une position d'équilibre autour de Jupiter, corrigée en continu par la dissipation visqueuse dans leurs couches internes : la période de rotation orbitale est égale à la période de rotation propre (soit $\sim 3,55$ jours terrestres dans le cas d'Europe). Ceci signifie, comme pour le cas de la Lune, que seul un hémisphère fait toujours face à Jupiter : il s'agit d'une rotation synchrone. On définit sur Europe, à 90° du plan de symétrie séparant les faces cachée et visible depuis Jupiter, un second plan perpendiculaire à la trajectoire orbitale. L'hémisphère situé à l'avant est qualifié de « leading hemisphere » par opposition au « trailing hemisphere » (figure 1.3). Cette nomenclature est importante puisque l'on va observer une dichotomie photométrique en surface résultant probablement de la différence de flux et d'énergie des particules lors du bombardement de la surface.

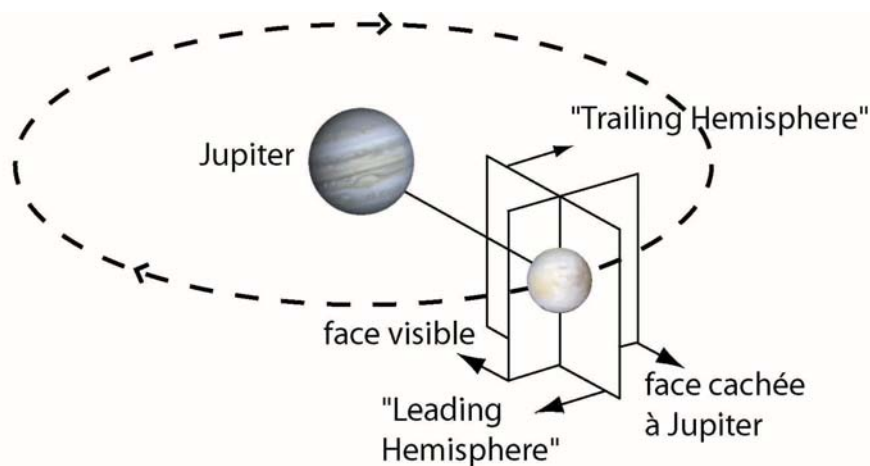


Figure 1.3

Europe est découpée en 4 quadrants distincts en fonction de sa trajectoire et de l'axe Jupiter-Europe. Un premier plan de symétrie délimite les faces visible et cachée à Jupiter. Un second plan, perpendiculaire au précédent, sépare les hémisphères antérieur ("leading hemisphere") et postérieur ("trailing hemisphere") par rapport à la trajectoire orbitale d'Europe. Le flux de particule, et donc les réactions de surface, est plus élevé sur l'hémisphère antérieur.

Dans les faits, la rotation qualifiée de synchrone est complètement théorique puisque le système jovien est constitué de nombreux corps. Sa dynamique est donc complexe et les nombreuses attractions gravitationnelles génèrent des perturbations qui déstabilisent les orbites des satellites. Ainsi la forte excentricité d'Europe et la présence de gros corps à proximité -tels que Io, Ganymède et Callisto- tendent à dérégler l'orbite synchrone d'Europe (le paragraphe 5.4. est consacré à ce phénomène).

Les moments d'inertie mesurés sur les quatre satellites galiléens (table 1.1) donnent des indications importantes sur la répartition globale des masses internes. Ainsi, Io et Callisto semblent moins différenciés qu'Europe et Ganymède. L'analyse des surfaces fournit également de précieuses informations sur la composition et l'activité « géologique » des satellites. Contrairement à ces trois autres compagnons, Io ne possède pas d'eau en surface. Il s'agit là d'un corps intégralement silicatée, qui plus est, animé d'une intense activité volcanique. On y distingue en effet environ cent volcans encore actifs actuellement qui façonnent en continu la surface d'Io. Cette particularité fait d'Io une exception dans le système solaire au même titre que la Terre. Europe, Ganymède et Callisto sont, à proprement parler, des satellites de glace. Dans le cas d'Europe et de Ganymède, les températures élevées mises en jeu lors de l'accrétion ont atteint la température de déshydratation des silicates et ont permis de différencier une couche d'eau en surface. Les faibles températures actuelles régnant en surface contribuent à former une croûte de glace. Il n'est toutefois pas exclu, comme nous le verrons par la suite, que de l'eau liquide soit préservée en profondeur (voir la section 2). La composition de cette croûte est encore sujette à débat, mais on peut affirmer que l'albédo de surface d'Europe est beaucoup plus élevé que celui de Ganymède. Ceci suggère une fraction silicatée plus importante en mélange avec la glace de Ganymède. La présence de structures tectoniques constitue là encore un trait commun à ces deux corps. Néanmoins, l'abondance de ces structures sur Europe, certainement représentative de l'intensité de l'activité « géologique », est nettement supérieure que sur Ganymède. La densité et la taille des cratères sur Ganymède sont en revanche plus importantes que sur Europe. Ces divergences s'accordent toutes pour donner à Europe un âge moyen de la surface largement plus jeune que celui de la surface de Ganymède (voir la section 4). Callisto possède quant-à lui une surface de plus faible albédo (fraction de silicates plus élevée), une densité et des tailles de cratères plus élevées en comparaison avec Ganymède. Il ne possède, de plus, aucune trace significative de tectonique en dehors des grabens impliqués lors de la relaxation des bassins d'impact (Allemand et Thomas 1991) (voir la section 5.3 et le chapitre 2). Sa surface moyenne semble donc encore plus âgée que celle de Ganymède et n'a peut-être même pas réellement évolué depuis la chute des températures post-accrétion. La figure 1.4 présente une comparaison des surfaces de ces trois satellites de glace à la même échelle.

1.2. L'exploration du système jovien

L'exploration du système jovien par les sondes *Voyager* a ouvert un grand nombre de questions sur les processus qui contrôlent la formation, la différenciation et l'évolution des satellites galiléens. Comme nous venons de le voir au paragraphe précédent, une des premières constatations, basée sur l'observation des premières images *Voyager 2*, fut que ces satellites présentent une grande variété de structures en surface, très différentes d'un corps à l'autre. Les propriétés de surface sont également très variables (albédo, composition...). Les structures géologiques observables sur les images sont le reflet, comme sur les corps telluriques, de l'activité interne des satellites. Ainsi, Comment peut-on expliquer de si grosses différences sur des corps si proches ? Cette question ne saurait être résolue par une unique approche. L'analyse morpho-structurale de la surface est une de ces approches et s'inscrit dans un ensemble de disciplines qui, en les combinant, permettront de répondre aux nombreuses questions que se pose encore actuellement la communauté scientifique. Les nouvelles données de moyenne et haute résolution de *Galileo* ont encore permis de parcourir du chemin et d'affiner les connaissances de la structure interne, de la surface et de l'environnement planétaire des satellites du système jovien. Nous nous attacherons, dans cette partie, à décrire les caractéristiques de l'imagerie *Galileo* et à présenter la qualité et la couverture des images, qui constituent la majeure partie des données utilisées dans ce travail, par comparaison avec les images obtenues lors de la mission *Voyager*.

Comparaison des surfaces glacées

Europe

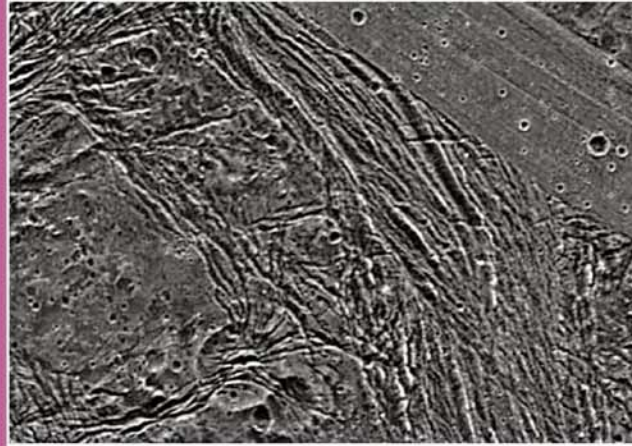
Ganymède

Callisto



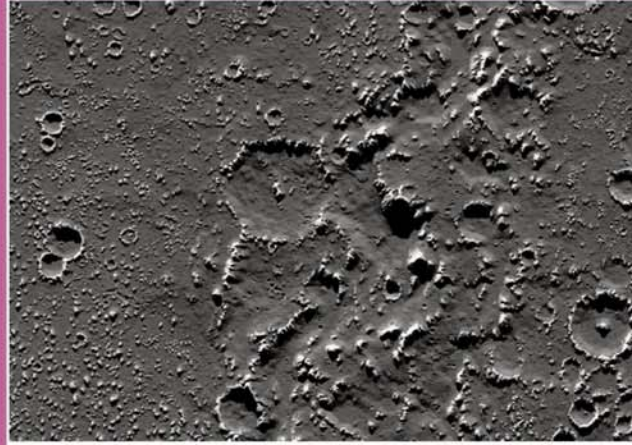
Nombreuses structures géologiques
Peu d'impacts météoritiques

Surface jeune



Quelques structures géologiques
Quelques impacts météoritiques

Surface d'âge intermédiaire



Pas de structures géologiques
impacts météoritiques abondants

Surface ancienne

Figure 1.4

Comparaison des surfaces glacées d'Europe, Ganymède et Callisto. L'échelle est identique sur ces trois images. On constate que l'on passe progressivement depuis Europe vers Callisto d'une surface d'albédo élevé (faible fraction de silicate en mélange), parsemée de nombreuses structures et peu dense en cratères d'impact à une surface de faible albédo, dépourvue de structures et tapissée de cratères d'impact. Cette dichotomie est représentative d'une surface moyenne récente pour Europe et ancienne sur Callisto.

1.2.1. Caractéristiques de l'imagerie Galileo

Pendant les 17 ans qui séparent les missions *Voyager* et la mission *Galileo*, les techniques d'acquisition d'images ont connu un essor formidable notamment grâce à la miniaturisation de l'instrumentation embarquée.

Lancée en 1989, la sonde *Galileo* est entrée en orbite autour de Jupiter en décembre 1995. La figure 1.5 illustre la trajectoire suivie par la sonde depuis son insertion en orbite au cours de la mission initiale puis de son extension GEM (*Galileo extended mission*) décidée fin 1997. *Galileo* collecte depuis 1996 des données sur le système jovien concernant notamment les champs magnétiques, l'environnement plasmatique, les signatures spectrales dans l'infrarouge (NIMS) et dans l'ultra-violet (UVS) et l'imagerie dans le domaine du visible/proche infra-rouge (SSI). La caméra SSI (Solid-State Imaging) est équipée de 6 filtres compris entre 0,41 et 0,99 μm , alors que l'imagerie *Voyager* n'allait que jusqu'à 0,6 μm . Les gammes spectrales d'investigation des divers instruments embarqués à bord de *Galileo* sont représentées sur la figure 1.6.

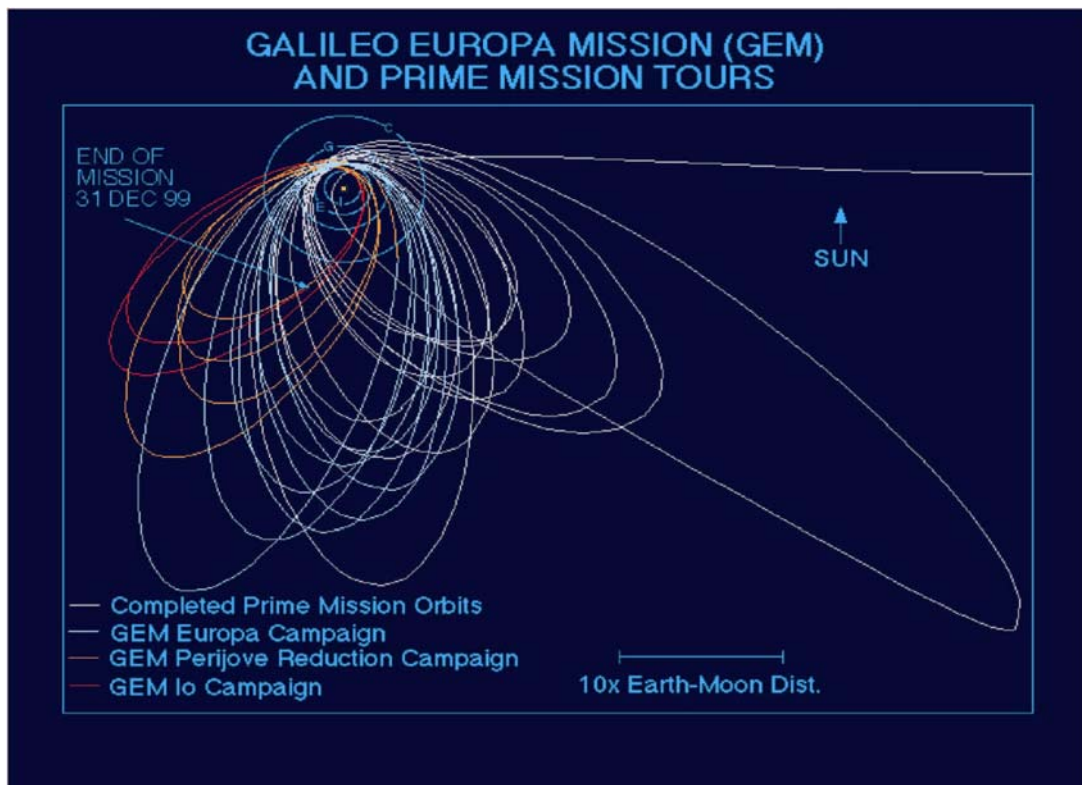


Figure 1.5

Trajectoire de la sonde Galileo en orbite autour de Jupiter depuis le 7 décembre 1995. Il fut décidé en novembre 1997 de prolonger la mission originelle par une mission étendue dédiée principalement à Europe et à Io.

La table 1.2 résume les dates et distances de survol de *Galileo* par rapport à la surface du satellite le plus proche lors des 33 phases d'acquisition. Les caractéristiques géométriques des acquisitions sont calculées sur le pixel central et chaque acquisition correspond à une image de 800×800 pixels. La figure 1.7 définit les conventions utilisées pour décrire les trois principaux angles dont nous nous sommes servis au cours de ce travail.

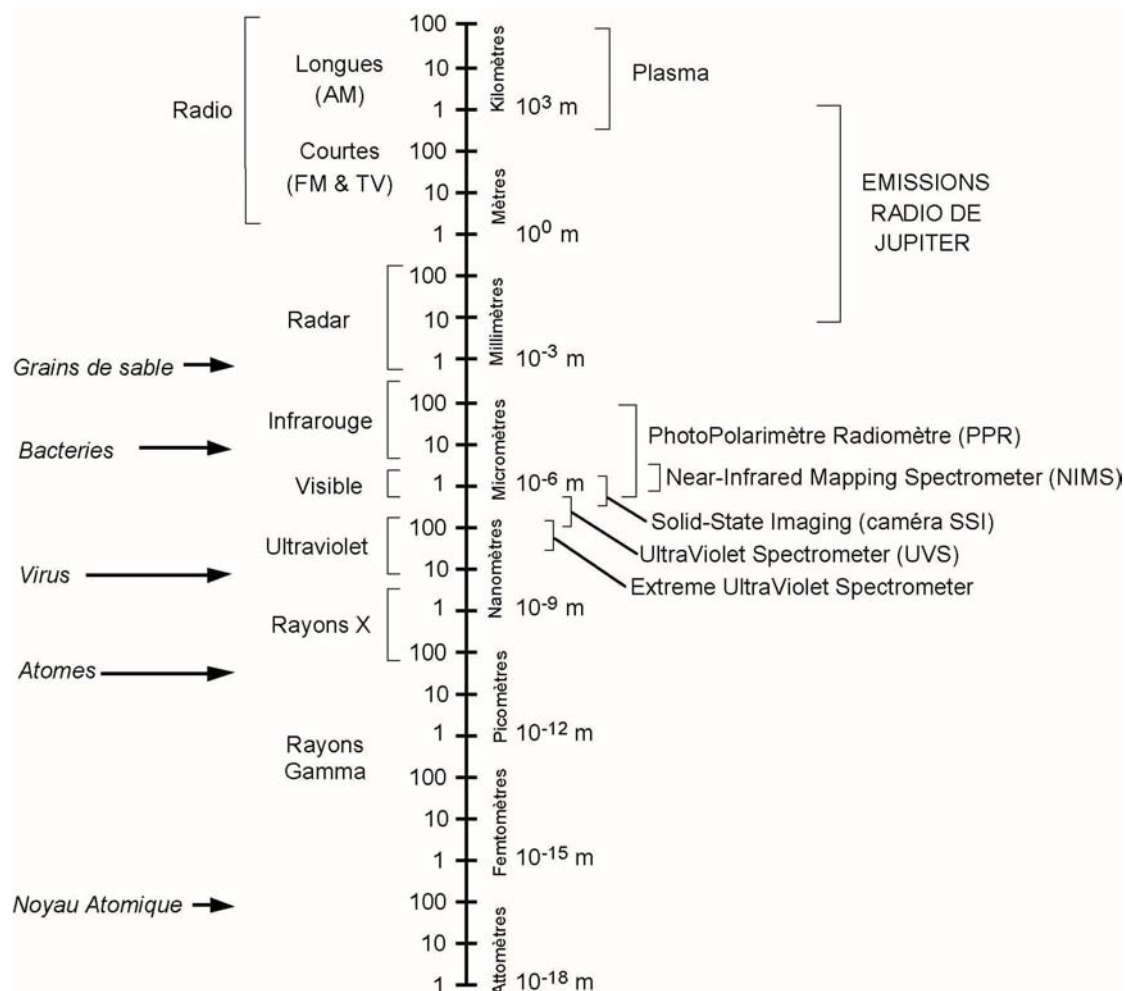


Figure 1.6

Echelle des longueurs d'ondes et correspondance des bandes utilisées par les différents instruments de Galileo.

Cible & Orbite	Date d'acquisition	Altitude par rapport à la cible
G 1	27 juin 1996	844 km
G 2	6 septembre 1996	250 km
C 3	4 novembre 1996	1104 km
E 4	19 décembre 1996	692 km
J 5	----	----
E 6	20 février 1997	587 km
G 7	5 avril 1997	3059 km
G 8	7 mai 1997	1585 km
C 9	25 juin 1997	416 km
C 10	17 septembre 1997	524 km
E 11	6 novembre 1997	1125 km
E 12	16 décembre 1997	200 km
E 13	10 février 1998	3562 km
E 14	29 mars 1998	1649 km
E 15	31 mai 1998	2521 km
E 16	21 juillet 1998	1837 km
E 17	26 septembre 1998	3598 km
E 18	22 novembre 1998	2281 km
E 19	1 février 1999	1495 km
C 20	5 mai 1999	1311 km
C 21	30 juin 1999	1050 km
C 22	14 août 1999	2288 km
C 23	16 septembre 1999	1053 km
I 24	11 octobre 1999	500 km
I 25	26 novembre 1999	300 km
E 26	3 janvier 2000	351 km
I 27	22 février 2000	199 km
G 28	20 mai 2000	809 km
G 29	28 décembre 2000	2337 km
C 30	24 mai 2001	
I 31	6 août 2001	200 km
I 32	16 octobre 2001	181 km
I 33	17 janvier 2002	

Table 1.2 Récapitulatif des différentes orbites. Dans la première colonne, les numéros correspondent aux orbites et les lettres à l'initiale du satellite le plus proche.

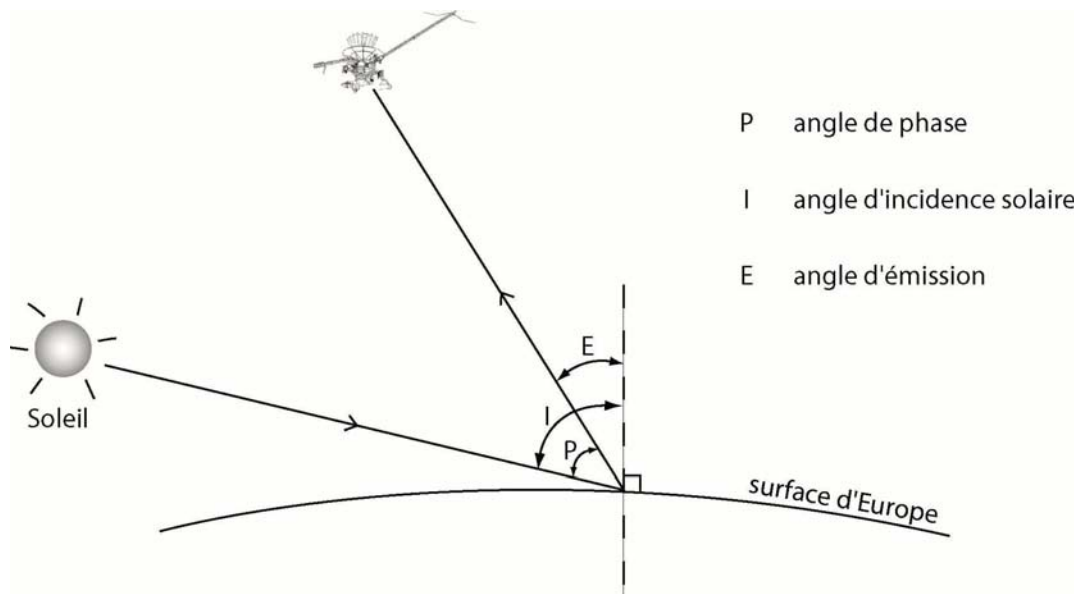
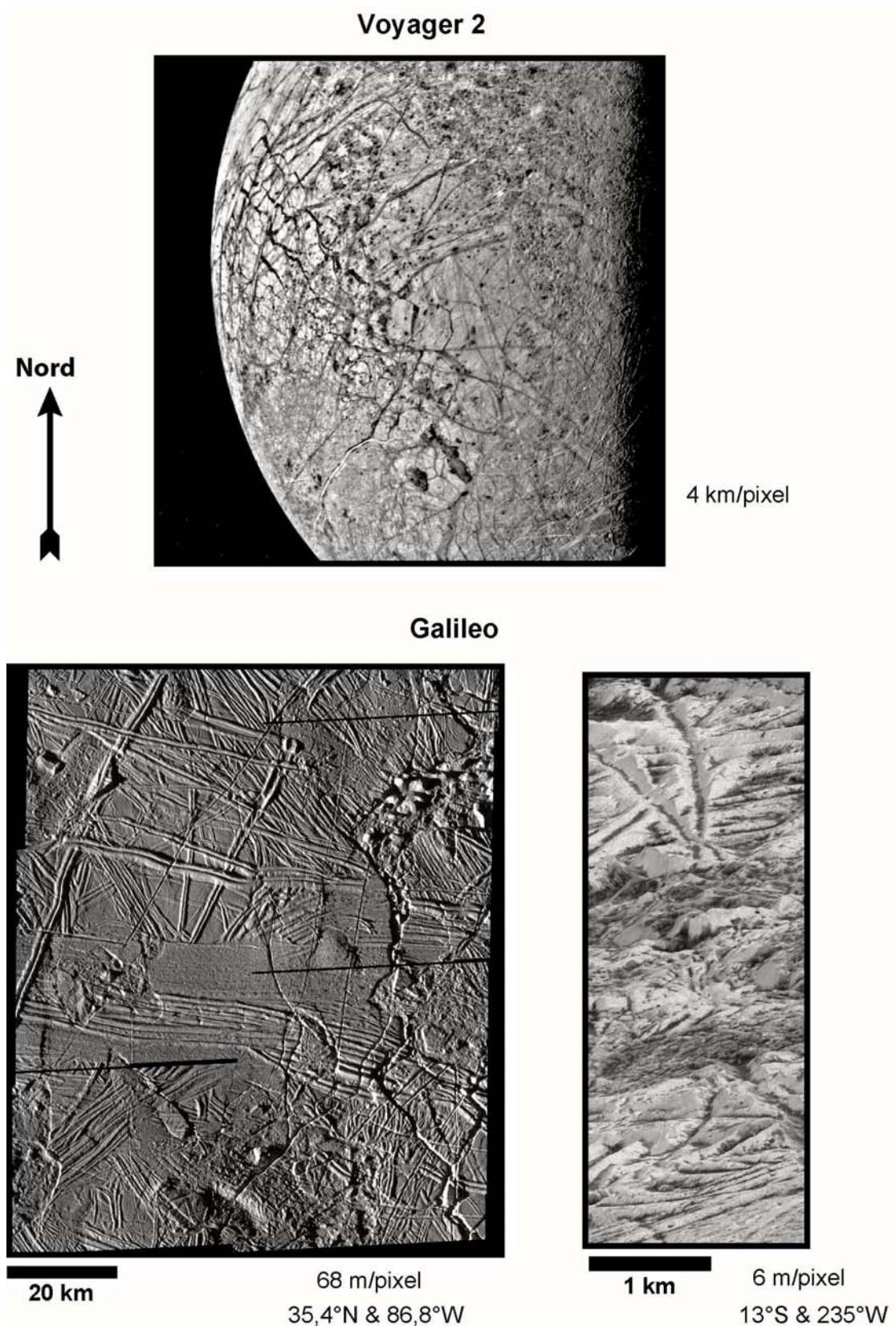
**Figure 1.7**

Schéma représentant les conventions utilisées pour décrire la géométrie des images SSL. Les angles définis pour les images (800*800 pixels) sont généralement calculés sur le pixel central et par rapport à la normale à la surface.

1.2.2. Echelles et répartition des images Galileo

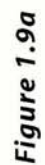
D'images allant jusqu'à 2 km/pixel obtenues lors des missions *Voyager* (au début des années 80), on passe à des images allant jusqu'à 6 m/pixel grâce à la mission *Galileo* (dans les années 90) (figure 1.8). Ces nouvelles images de moyenne et haute résolution ont permis de préciser la répartition régionale et les relations stratigraphiques des structures précédemment observées à basse résolution par *Voyager* et parfois d'en proposer des modèles de formation et d'évolution (voir la section 6). Nous définirons ici que les images dont la résolution est supérieure à 500 m/pixel sont considérées comme étant de basse résolution. A l'inverse, pour des résolutions inférieures à 100 m/pixel, on parlera de haute résolution.

**Figure 1.8**

Comparaison entre l'imagerie Voyager 2 et Galileo. La caméra visible-proche infrarouge SSI de Galileo a permis d'obtenir des images allant jusqu'à des résolutions de moins de 10 m/pixel et de préciser la morphologie complexe des structures de surface.

Une mosaïque en projection Mercator allant de 57°N à 57°S et constituée d'un contexte de basse résolution issu des données *Voyager* présente la qualité de la couverture globale disponible actuellement (figure 1.9a). De nombreuses zones restent mal imagées pour permettre une quelconque analyse morpho-structurale. En revanche, la majeure partie de l'hémisphère antijovien et plus à l'ouest se prête bien à ce genre d'étude. La quasi-totalité des structures mentionnées dans ce manuscrit est d'ailleurs localisée sur cette portion de la surface d'Europe. La figure 1.9b présente les projections orthographiques centrées sur les deux pôles depuis 55°S et 55°N. La restriction géographique des surfaces de résolution acceptable pour toute interprétation tectonique est ici nettement visible.

Nous verrons dans les sections 5 et 6 du présent chapitre que les observations réalisées à différentes échelles (et donc différentes résolutions) sur certaines structures ont parfois permis de les rapprocher de structures terrestres et même de préciser la nature des mouvements impliqués au cours de leur évolution. Les interprétations déduites de ces observations peuvent apporter des renseignements sur la structure et la composition de la croûte de glace (voir la section 3), l'âge moyen de la surface (voir la section 4) et parfois même sur l'état physique de la couche d'H₂O externe (voir la section 2).



Mosaïque globale en projection Mercator de la surface d'Europe entre 57°N et 57°S. La nomenclature officielle est annotée à proximité des structures. Les structures les plus usitées dans le manuscrit sont annotées en gras.

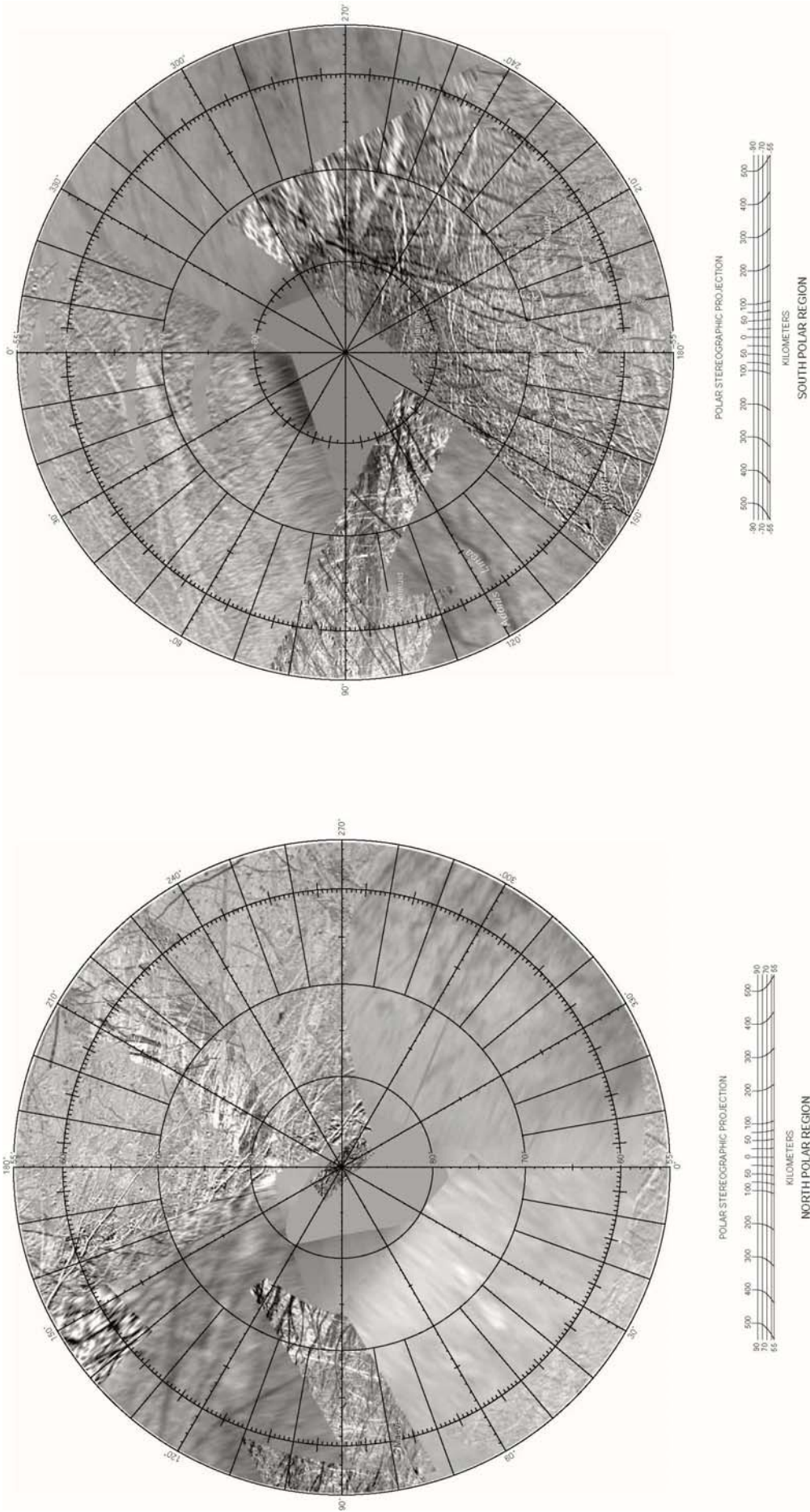


Figure 1.9b

Projections orthographiques centrées sur les pôles d'Europe.

2. Structure interne

2.1. Gravimétrie et structure interne

Avant d'obtenir les données *Voyager* et *Galileo*, la composition des météorites constituait la seule source d'information permettant de contraindre les modèles de formation des satellites galiléens. Depuis l'arrivée des sondes *Voyager* puis récemment de *Galileo*, la connaissance de la structure interne des satellites galiléens et notamment d'Europe a beaucoup progressé. Malgré cela, il reste encore de nombreuses incertitudes quant-à la répartition interne des masses (nombre et densité des couches) et l'état physique et chimique de certaines de ces couches (présence ou non d'océans sur Europe, Ganymède et Callisto, compositions minéralogiques).

Les instruments embarqués à bord des missions successives et notamment *Galileo* ont permis de déterminer l'accélération du champ de pesanteur de ces satellites en analysant les perturbations de la trajectoire par effet doppler des émissions radios. Ainsi, à partir du rayon, on peut remonter à la masse volumique globale ($\sim 3040 \text{ kg.m}^{-3}$). D'autre part, les mesures des $J_2 = 435,5(\pm 8,2) \cdot 10^{-6}$ et $C_{22} = 131(\pm 2,5) \cdot 10^{-6}$ obtenues par effet doppler lors des orbites E4, E6, E11 et E12 de la mission *Galileo* donnent un moment d'inertie $C/MR^2 = 0,346 \pm 0,005$ (Anderson et al. 1998). Le moment d'inertie est fonction du profil de densité et apporte des indications sur le taux de différenciation d'un corps. En combinant, le moment d'inertie, la masse volumique globale et les modèles d'accrétion et d'évolution des satellites galiléens, on peut estimer en premier ordre le nombre et la nature des couches internes. Anderson et al. (1998) proposent plusieurs modèles de structure interne compatibles avec la valeur du moment d'inertie en fonction de la présence ou non d'un noyau plus ou moins dense. Ces modèles font intervenir 2 et plus vraisemblablement 3 couches : un noyau de silicates probablement enrichi en fer et en soufre, enveloppé d'un manteau silicaté, lui-même recouvert d'une couche externe d' H_2O . L'épaisseur de cette couche externe varie de 80 à 170 km en fonction de la taille et de la densité du noyau et du manteau (Anderson et al. 1998, figure 1.10a). Si l'on considère un manteau de silicates hydratés, la couche d'eau devrait être plus fine. A l'inverse, la déshydratation du manteau devrait augmenter l'épaisseur de la couche d'eau (Schubert et al. 1989). Cependant une épaisseur de 100 km d' H_2O semble, par comparaison avec Io, être une valeur largement retenue dans la littérature. De plus, d'après les données disponibles sur les chondrites et les théories de la différenciation, un manteau de

silicate de 500 à 600 km d'épaisseur et d'une masse volumique de 3000 kg.m^{-3} , autour d'un noyau métallique de 900 km de rayon constitue un modèle de référence (Anderson et al. 1998, Kushov et Kronrod 2001).

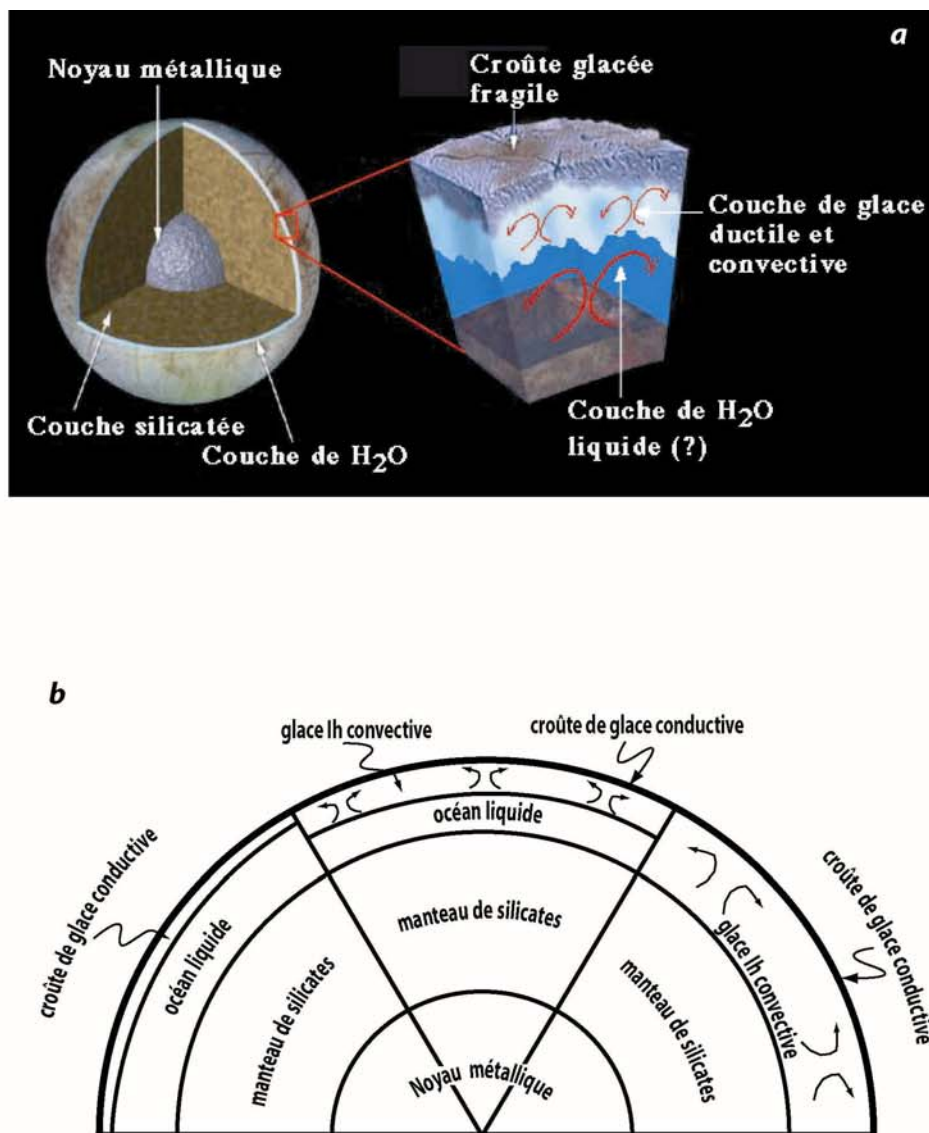


Figure 1.10

Structure interne probable d'Europe. Un noyau métallique dense enrichi en fer et en soufre est enveloppé d'un manteau silicaté. Ce dernier est recouvert d'une couche externe d'eau solide en surface et probablement liquide en profondeur (a). L'épaisseur de cette couche externe d'eau dépend de la densité et du volume du noyau et des silicates. Anderson et al. (1998) proposent, à partir de mesures géodésiques sur 4 orbites de Galileo, plusieurs modèles cohérents avec le moment d'inertie qui font actuellement office de référence : un noyau de 400 à 800 km de rayon et de 8000 à 5150 kg.m^{-3} , un manteau de silicates de 595 à 1085 km d'épaisseur pour une densité autour de 3000 kg.m^{-3} et une couche externe d'H₂O de 80 à 170 km d'épaisseur. Pour une structure interne possible, il existe trois grands modèles de structure de la couche externe d'H₂O (b) qui diffèrent par l'épaisseur de la croûte glacée, et donc par l'existence d'une couche liquide en profondeur et de mouvements de convection au sein de la croûte de glace.

La structure de la couche externe d'eau est également sujette à débats. On sait, par l'observation, qu'elle forme une croûte de glace en surface. En revanche, on ne peut actuellement pas affirmer avec certitude sous quelle forme elle se présente en profondeur. En effet, en plus de la chaleur libérée par désintégration des éléments radiogéniques des silicates, la proximité de Jupiter et les interactions avec les trois autres satellites galiléens induisent une déformation tidale périodique qui génère de la friction notamment aux limites de couches. La composante visqueuse du matériau soumis à cette déformation va ainsi dissiper de la chaleur. La présence ou non d'un océan d'eau liquide en profondeur dépend de la capacité de la croûte de glace à évacuer cette chaleur. Le paragraphe suivant traite plus en détail de cette question. Quoiqu'il en soit, la figure 1.10b regroupe les différents modèles existants, allant d'une couche externe intégralement cristallisée à une croûte de glace fine de l'ordre du kilomètre flottant sur un océan liquide global.

2.2. Modèles thermiques

Comme nous l'avons dit précédemment, les modèles thermiques d'Europe se sont focalisés sur la question de l'existence ou non actuellement d'un océan profond sous la croûte de glace (e.g. Cassen et al. 1979, Schubert et al. 1986, Pappalardo et al. 1998). Les sources de chaleur d'accrétion et radiogénique ont permis d'atteindre la température de déshydratation dans l'histoire précoce d'Europe et de couvrir la surface d'une couche externe d'eau sur près de 100 km. Il est donc fort probable qu'Europe ait possédé un océan d'eau par le passé. Selon les premiers modèles qui considèrent un transfert uniquement conductif de la chaleur à travers la croûte de glace (Lewis 1971, Consolmagno et Lewis 1976, Fanale et al. 1977), la présence actuelle d'une couche d'eau liquide en profondeur est possible. Cependant, Reynolds et Cassen (1979) ont montré que la couche de glace pouvait amorcer une convection à l'état solide à condition que celle-ci soit suffisamment épaisse, privilégiant ainsi une cristallisation de l'océan favorisée par l'évacuation efficace de la chaleur. Leurs modèles prédisent la cristallisation d'un océan global en ~ 100 Ma, soit une courte fraction de l'histoire géologique d'Europe (Reynolds et Cassen 1979, Cassen et al. 1982). Le refroidissement prédit de l'océan d'Europe par convection solide de la glace ne tient compte que de la chaleur radiogénique produite par les silicates. Cassen et al. (1979) introduisent la dissipation tidale au sein de la croûte de glace et pensent que cette source de chaleur pourrait décaler le seuil de convection et maintenir l'existence d'un océan liquide. Ils ont toutefois révisé leurs estimations de

chauffage tidale à la baisse et ouvert de nouveau la question de la cristallisation de l'océan au cours du temps (Cassen et al. 1980). On peut envisager un état stationnaire dans lequel une croûte de glace convective repose sur un océan d'eau liquide. L'équilibre entre la chaleur produite par dissipation et son évacuation par convection maintient une épaisseur constante de la couche de glace. La compétition entre la dissipation tidale et le refroidissement convectif a été analysée durant ces 20 dernières années sans pour autant aboutir à une conclusion définitive (Squyres et al. 1983, Ross et Schubert 1987, Ojakangas et Stevenson 1989a, Fanale et al. 1990, Deschamps et Sotin 2001, McKinnon 1999). La principale source d'incertitude dans les modèles est le contrôle de la rhéologie de la glace sur la convection et la dissipation de chaleur (Durham et al. 1997, Goldsby et Kohlstedt 1997, 2001, Deschamps et Sotin 2001, McKinnon 1999). La chaleur dissipée et le refroidissement par convection introduisent des mécanismes non linéaires associant la dépendance de la rhéologie et de la température, et la dépendance de la température et des mécanismes de dissipation et de convection. La quantité de chauffage tidal dépend autant de l'intensité de la déformation tidale susceptible de varier dans le temps (Greenberg 1982, Ojakangas et Stevenson 1986), que de la rhéologie de la glace aux périodes de rotation diurnes (3,55 jours). Si la totalité ou du moins une partie de la croûte glacée est en mesure de répondre de façon visqueuse à ces courtes sollicitations périodiques (i.e. $\tau_{maxwell}$ très courts), on doit alors prendre en compte la dissipation de chaleur produite. Celle-ci doit être maximale aux endroits où la glace est la plus chaude et la plus malléable, soit à la base de la croûte de glace (Ojakangas et Stevenson 1989a, McKinnon 1999). Le profil de température et donc le degré de déformation tidale de la croûte dépendent de la structure interne du satellite, en particulier de l'existence d'un océan liquide et de l'épaisseur de la croûte de glace. Les premiers modèles prédisent généralement que la forte excentricité d'Europe est capable de produire un flux de chaleur d' ~ 25 à 50 mW.m^{-2} et donc de maintenir une épaisseur de croûte de 10 à 30 km (Squyres et al. 1983, Thomas et Schubert 1986, Ross et Schubert 1987, Ojakangas et Stevenson 1989a). Pour des épaisseurs de croûte supérieures à 30 km la convection pourrait s'amorcer et évacuer suffisamment de chaleur pour cristalliser un océan en 100 Ma (Reynolds et Cassen 1979, Cassen et al. 1982).

Dans les faits, la dissipation de chaleur est maximale pour un optimum de viscosité situé autour de 10^{14} Pa.s (figure 1.11). Des travaux très récents (Tobie et al. 2002, 2003) intègrent la dissipation engendrée par les effets de marée au sein de la croûte glacée et propose un modèle de croûte convective faisant intervenir des événements épisodiques de fusion partielle sous forme de poches capables de remonter jusqu'à $\sim 8\text{-}10 \text{ km}$ de la surface en ~ 100000 ans. D'autre part, leur modèle prédit une limite supérieure à l'épaisseur de la croûte de glace allant

de 15 à 25 km et suggèrent ainsi la présence d'un océan liquide en profondeur (voir la figure 1.46).

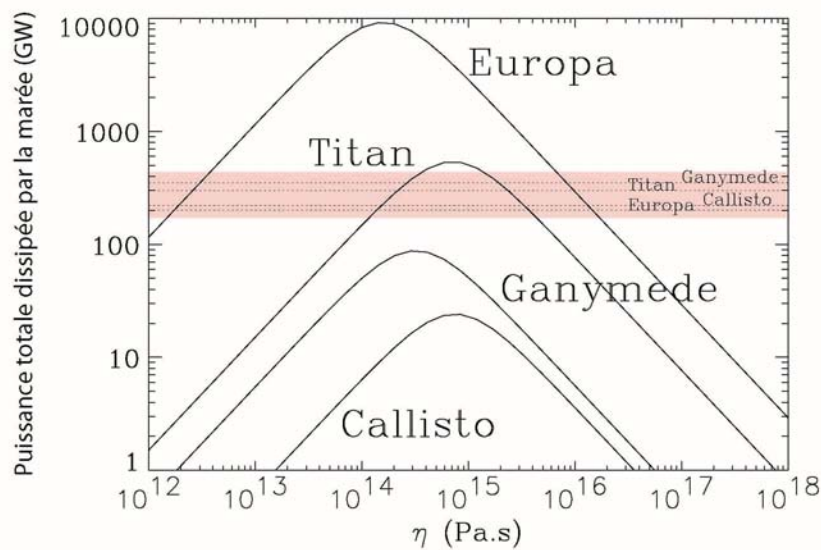


Figure 1.11

Dissipation de chaleur par friction en fonction de la viscosité. On constate que la dissipation est maximale pour une viscosité optimale d'environ 10^{14} Pa.s. Pour des viscosités plus fortes ou plus faibles, la production de chaleur au sein de la croûte de glace sera donc plus faible.

Il convient cependant de rester prudent car d'autres propriétés de la glace sont également très importantes et très incertaines. La conductivité thermique, par exemple, dépend de la température (voir l'annexe A), et de la distribution des fractures dans la croûte. Une couche isolante de régolite pourrait limiter l'évacuation de la chaleur et stabiliser un océan (Squyres et al. 1983, Ross et Schubert 1987). La présence de composés dans la glace et dans l'océan comme des sels (Kargel 1991, McCord et al. 1998, 1999) ou de l'ammoniaque (Grasset et al. 1995, Hogenboom et al. 1997 Deschamps et Sotin 1998) pourrait affecter significativement la rhéologie de la glace et décaler le liquidus de l'eau pure vers des températures plus faibles.

La friction et donc le chauffage tidal le long des failles majeures ou dans les cellules de convection de la croûte de glace pourrait être localement important (Stevenson 1996, McKinnon 1999). Le chauffage tidal dû à une circulation forcée dans une couche liquide « coincée » entre la glace et le manteau de silicates pourrait prévenir d'une solidification complète de l'océan (Yoder et Sjogren 1996).

Finalement, le chauffage tidal est trop dépendant de propriétés peu ou pas connues de la croûte de glace pour répondre à la question : « existe-t-il un océan actuel sous la glace d'Europe ? »

3. Processus et nature de la surface d'Europe

On connaît depuis longtemps les caractéristiques du matériel composant les surfaces des satellites galiléens à partir d'observations au sol (Kuiper 1957, Moroz 1965, Johnson et Pilcher 1977). Dans le cas d'Europe, l'albédo atteint 0,64 et laisse supposer que sa surface est principalement constituée d'un matériel suffisamment réfléchissant tel que la glace.

Les missions successives ont permis de préciser ces valeurs d'albédo, de confirmer la nature de la glace de surface par spectrométrie infrarouge et UV (McCord et al. 1998, Hendrix et al. 1998, Carlson et al. 1999), et de déterminer les caractéristiques physico-chimiques et géologiques de la surface d'Europe grâce à une panoplie d'instruments embarqués. Il est fondamental de connaître les propriétés de la glace dans les conditions de surface d'Europe si l'on cherche à exploiter et à interpréter les images de la surface rapportées par les sondes. Nous aborderons donc, dans un premier temps, les conditions auxquelles est soumise la surface avant de nous focaliser sur la nature des constituants en mélange, des processus affectant la surface et des conséquences sur la distribution du matériel en surface.

3.1. Environnement de la surface d'Europe

La pression, la température et la composition chimique sont des paramètres fondamentaux dès lors que l'on s'attache à décrire les processus physico-chimiques qui affectent la surface. Elles furent estimées à la surface d'Europe dans un premier temps grâce à des données acquises au sol et en se basant sur des modèles thermodynamiques.

Spencer et al. (1999) ont récemment établi une carte globale des températures diurnes et nocturnes en s'appuyant sur les mesures du PPR (PhotoPolarimètre Radiomètre) embarqué à bord de *Galileo* (figure 1.12). Ces nouvelles données confirment et précisent les valeurs moyennes de température utilisées auparavant. Cependant, on se rend compte qu'il existe de grosses variations de température, de l'ordre de 40 à 50 K à l'équateur, entre le jour et la nuit. Cette différence se réduit pour les hautes latitudes avec des variations de l'ordre de 20 K.

Les estimations de la température moyenne pour une latitude donnée utilisées par la suite seront donc issues de ce travail.

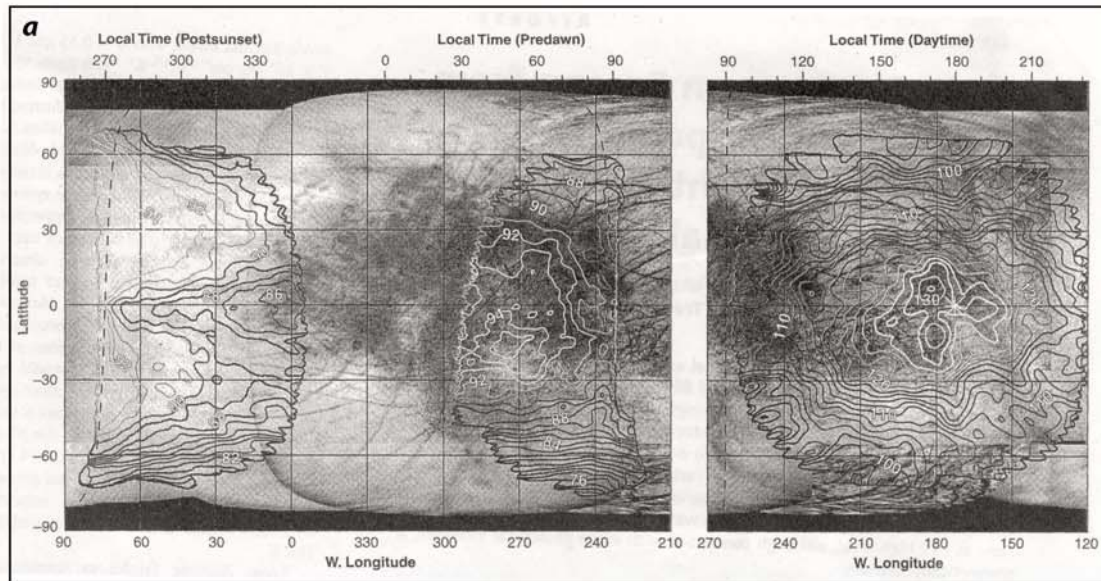


Figure 1.12

(a) Carte d'isovaleurs de température de la surface d'Europe mesurées par le PhotoPolarimètre Radiomètre embarqué à bord de Galileo lors des orbites E17 (carte de gauche, températures nocturnes) et G7 (carte de droite, températures diurnes) (Spencer et al. 1999). La variation de température entre deux contours est de 1 K à gauche et de 2 K à droite. L'échelle du haut en abscisse représente les degrés de rotation après minuit (minuit = 0° et midi = 180°). La variation de température entre le jour et la nuit autour de l'équateur (b) peut atteindre 50 K (Spencer et al. 1999).

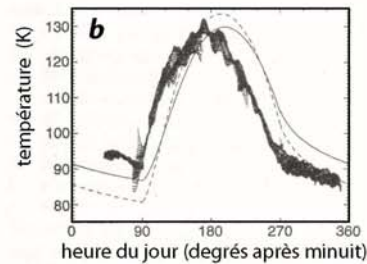


Figure 1.13

L'atmosphère et l'ionosphère d'Europe sont produites par des interactions complexes entre des particules chargées transportées par le champ magnétique jovien et les éléments présents à la surface d'Europe. L'atmosphère neutre est principalement constituée d'O₂ et de Na provenant respectivement de la glace et des probables impuretés (sels) présentes en surface (le Na pourrait également provenir de Io). Le processus aboutissant à l'extraction de molécules depuis la surface soumise à un bombardement de particules est appelé "sputtering".

Jupiter possède un puissant champ magnétique de type dipolaire d' ~ 1 mTesla en surface (soit ~ 500 nT autour d'Europe). La détection d'émissions radio de longueurs d'onde décimétriques à hectométriques a permis de mettre en évidence une large magnétosphère. Celle-ci baigne le

système jovien interne dans un environnement plasmatique constitué d'un mélange de particules ionisées plus ou moins énergétiques provenant principalement de Jupiter, des vents solaires et de l'activité volcanique de Io (figure 1.13). Ceci va entraîner deux conséquences majeures pour Europe.

1) Les particules ionisées sont transportées à travers la magnétosphère jovienne et bombardent les surfaces exposées des satellites. Ce phénomène appelé « sputtering » brise les liaisons moléculaires, modifie la chimie en surface et permet le maintien d'une atmosphère très tenue, de l'ordre d' $1/20$ milliardième d'atmosphère terrestre, essentiellement constituée d'oxygène, de sodium et de potassium, produits des molécules trouvées en surface. Le paragraphe 1.2.3. est consacré à la description du « sputtering ».

2) En réponse aux variations périodiques de l'environnement plasmatique proche, Europe et Callisto vont générer des champs magnétiques induits qui vont à leur tour perturber le champ magnétique jovien (contrairement à Ganymède et Io qui possèderaient un champ magnétique propre) (Kivelson et al. 1999, Gurnett et al. 1998, Khurana et al. 1998).

3.2. Propriétés de la surface d'Europe et interprétations

3.2.1. A partir des données Voyager

Sur la base des images *Voyager*, il a été proposé que la surface d'Europe soit continuellement recouverte par des dépôts gelés, résultant probablement de l'éjection de liquides issus d'une couche en profondeur (Cassen et al. 1979, Squyres et al. 1983). Trois indices suggèrent l'hypothèse de dépôts réguliers.

1) Le taux de sulfures issus de la magnétosphère sur le « trailing hemisphere » a été mesuré par absorption des UV. Il semble être nettement inférieur à celui prédit par les modèles d'implantation des particules. Le recouvrement des sulfures par de l'eau gelée ou du givre pourrait expliquer cette différence apparente si le taux de dépôt est d' ~ 4 cm/Ma (Squyres et al. 1983, Eviatar et al. 1985).

2) Europe montre un comportement photométrique inhabituel. Le modèle photométrique standard de Hapke (1986) appliqué aux données *Voyager* et aux données acquises au sol suggère une très forte porosité de la surface $>95\%$ (Domingue et al. 1991). Une telle porosité peut être représentative de dépôts réguliers de givre en surface.

3) Les relations stratigraphiques déduites des images *Voyager* indiquent que les bandes sombres sont généralement parmi les plus jeunes. Ceci suggère un éclaircissement des surfaces avec l'âge. Des dépôts gelés (givre) ou une diminution de la taille des grains en surface pourraient être les mécanismes possibles pour expliquer cet éclaircissement et par conséquent la disparition des bandes sombres (Pappalardo et Sullivan 1996).

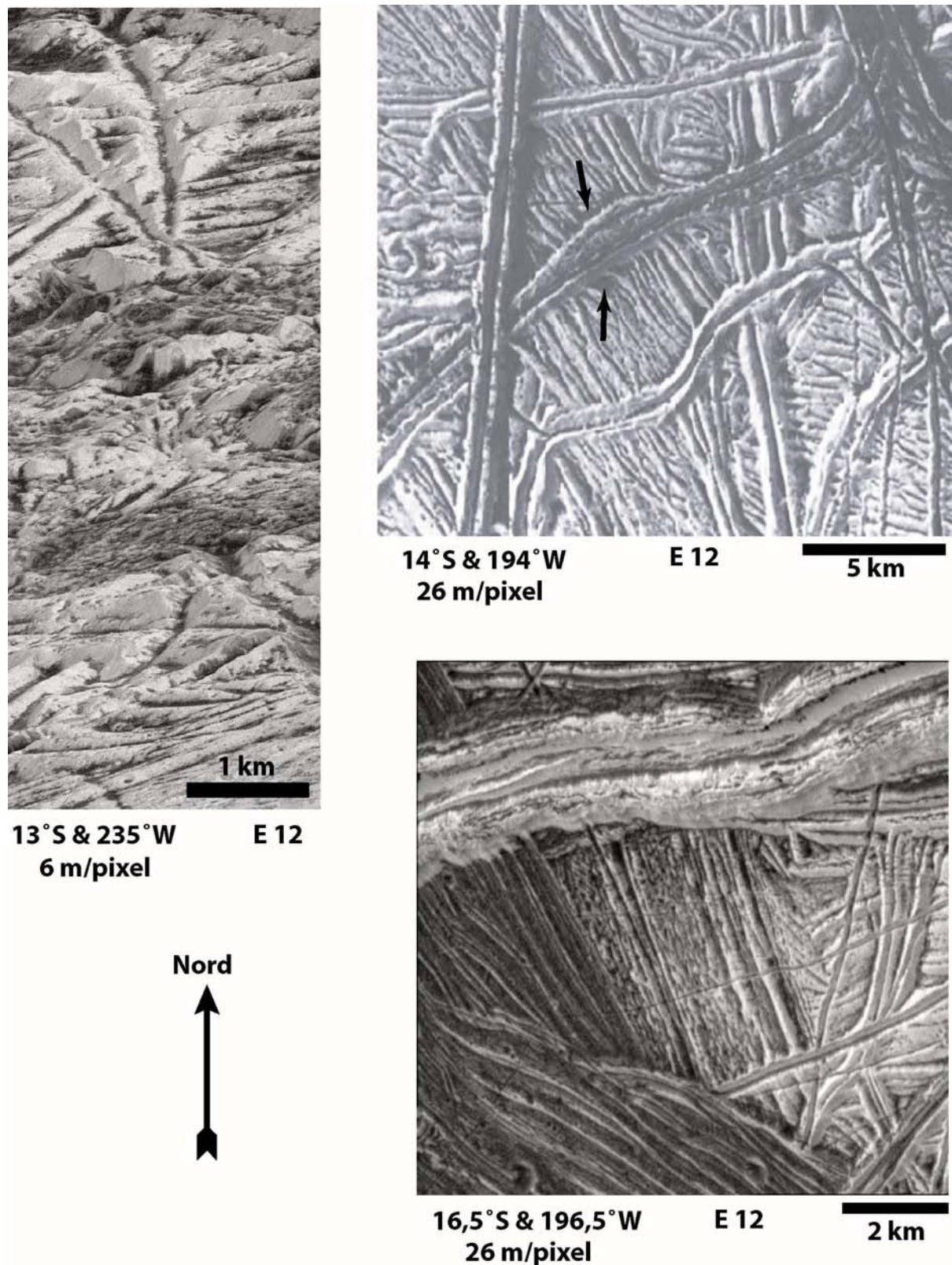
Depuis, la sonde *Galileo* a apporté de nouvelles données et a permis un certain nombre d'observations. Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons ces apports et réévaluerons les diverses hypothèses formulées à partir des données *Voyager* quant-aux propriétés physiques et chimiques de la surface d'Europe.

3.2.2. A partir des données Galileo

a) Distribution et composition du matériel de surface

Des images de haute résolution (6 à 50 m/pixel) à faible incidence solaire ont été obtenues pour la première fois lors de l'orbite E12 de *Galileo*. A l'échelle de la dizaine à centaine de mètres, la surface montre une étrange distribution bimodale de l'albédo. Du matériel sombre occupe généralement les bas topographiques et du matériel clair d'albédo assez uniforme est préférentiellement situé sur les hauts topographiques et sur les pentes (figure 1.14). Cette répartition bimodale suggère une ségrégation de phases contrôlée par des processus superficiels dont nous verrons les modalités plus loin. D'après l'albédo et l'agencement de ces zones, le matériel sombre représenterait des dépôts tardifs de matériel non glacé, tandis que le matériel clair représenterait des dépôts de glace pure ou de givre (Spencer 1987). La distribution de matériel clair n'est pas franchement corrélée avec les structures de type rides ou fractures suspectées d'être des sources d'éjection, contrairement au matériel sombre qui semble souvent situé en bordure des rides, formant parfois à moyenne et basse résolution des patchs diffus à proximité des triples bandes (Fagents et al. 1999).

En plus de cette répartition bimodale, les relations stratigraphiques établies à partir des images de moyenne résolution de *Galileo* confirment une décoloration de surfaces initialement sombres avec le temps (Belton et al. 1996, Pappalardo et Sullivan 1996, Geissler et al. 1998a, b, Greeley et al. 1998a). Cette décoloration correspond à une perte de contraste des surfaces stratigraphiquement plus anciennes par rapport aux surfaces supposées plus récentes.

**Figure 1.14**

Images de Haute Résolution (6 et 26 m/pixel) illustrant la distribution du matériel sombre dans les bas topographiques, les dépressions en bordure des rides et les vallées centrales des rides. Le matériel clair est en revanche davantage présent à flancs de rides.

La répartition non homogène bimodale de matériel et l'apparente décoloration progressive des surfaces dans le temps montrent que des mécanismes façonnent continuellement la surface de la croûte. Le paragraphe suivant évoque les différentes sources possibles responsables de ces modifications superficielles.

b) Processus affectant la surface

Deux mécanismes différents permettant la redistribution de l'eau en surface ont été formulés. L'un fait intervenir des processus « géologiques » d'origine endogène. L'autre est basé sur des mécanismes exogènes liés à l'environnement plasmatique des satellites galiléens et plus particulièrement d'Europe. Les arguments observationnels et expérimentaux de ces deux modèles sont confrontés dans un ultime paragraphe au terme duquel les interprétations *Voyager* initiales sont réévaluées.

c) Origine endogène

Si l'on considère qu'un mélange d'eau et d'autres composés issu de couches profondes est éjecté en surface, il est fort probable que les molécules d'eau soient plus mobiles que les composés en mélange (contaminants) et se subliment au contact du vide (figure 1.15a). Ceci a pour effet de dissocier le matériel éjecté en deux phases distinctes : **1)** une phase sombre correspondant à des dépôts de glace d'eau « contaminée » situés dans les cuvettes topographiques et généralement assez proches des sources d'éjection, et **2)** une phase claire constituant des dépôts de glace d'eau « non contaminée » sous forme de givre (Kadel et al. 1998, Fagents et al. 1999). Cependant, l'existence d'éjection de matériel n'a jamais été prouvée jusqu'à présent. Ce modèle de distribution est de ce fait purement spéculatif, mais on ne peut pas totalement l'écarter.

d) Origine exogène

Des expériences de laboratoire montrent que la glace soumise à un bombardement ionique produit par hydrolyse des molécules d' H_2O , H_2 , O_2 et H sous forme gazeuse (Brown et al. 1984, Bar-Nun et al. 1985, Johnson et al. 1996, 1998).

On désigne par « sputtering » l'éjection de la surface, par sublimation, de molécules ou d'atomes suite au bombardement d'ions et d'électrons. Ces particules chargées sont, comme

nous l'avons vu à la section 1, transportées par la magnétosphère jovienne et atteignent la surface avec des énergies mesurées par le détecteur de particules énergétiques embarqué à bord de *Galileo* (EPD, Energetic Particle Detector) allant de 20 à 700 keV pour les électrons et de 20 keV à 100 MeV pour les ions (figure 1.16, Cooper et al. 2001).

La gravité étant faible, le dihydrogène est rapidement évacué alors que le dioxygène met plus de temps et forme une atmosphère ténue. L'eau peut dans le même temps se recondenser très rapidement en glace à cause des très faibles températures, puis retombe et recouvre la surface de façon assez homogène (figure 1.15b). Il est également attendu que ce mécanisme altère la surface en réduisant notamment la taille des grains.

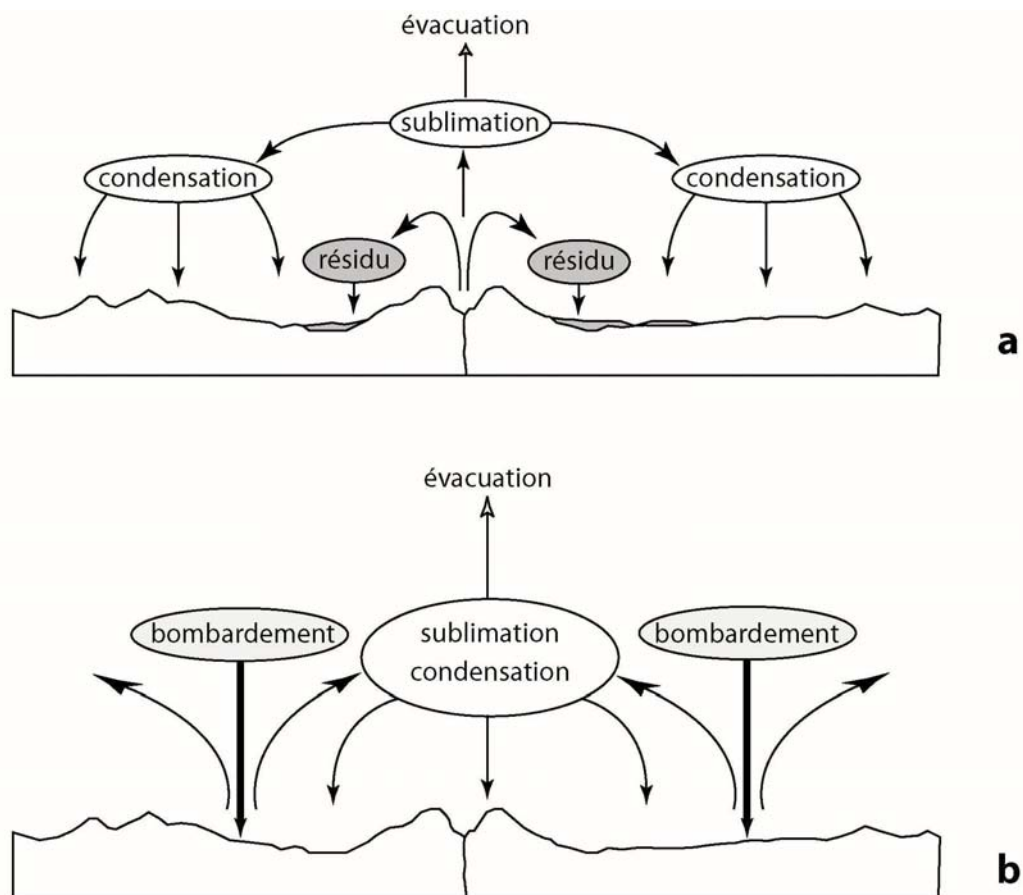


Figure 1.15

Schémas synthétiques des processus impliqués à la surface d'Europe. (a) Modèle privilégiant une origine endogène du matériel pour expliquer la répartition bimodale : des zones sombres situées dans les bas topographiques et des zones claires localisées plutôt sur les pentes et les hauts topographiques. (b) Modèle basé sur un recyclage superficiel du matériel ("sputtering") : le bombardement de la surface par des particules chargées produit la sublimation de la glace d'eau et des modifications physiques (réduction de la taille des grains) et chimiques (variations de concentration des "contaminants") en surface. Dans les deux cas, l'eau peut se recondenser et former du givre.

e) Confrontation des arguments

Le sodium détecté dans l'atmosphère d'Europe pourrait provenir d'impuretés présentes dans la glace de la surface d'Europe comme par exemple des sels ou encore être produit par Io puis transporté et implanté à la surface d'Europe (Brown et Hill 1996, McCord et al. 1998). Brown (2001) a récemment montré que le sodium ne provenait probablement pas de Io en comparant les rapports atmosphériques mesurés $[Na/K]$ obtenus pour Io et pour Europe. En effet, le rapport $[Na/K]_{Io}$ ($\sim 10 \pm 3$) est environ 2,5 fois plus faible que le rapport $[Na/K]_{Europe}$ ($\sim 25 \pm 3$) ; or le transport des ions de Io vers Europe devrait préférentiellement diminuer la quantité de sodium et donc réduire le rapport $[Na/K]$ à des valeurs < 10 à proximité d'Europe (figure 1.17a). Après implantation en surface, le potassium, étant plus lourd que le sodium, reste plus facilement et le rapport $[Na/K]_{Europe}$ devrait augmenter de $\sim 50\%$ après « sputtering », mais sa valeur prédite ne devrait pas excéder 15. La grande différence entre $[Na/K]_{Europe}$ mesuré et $[Na/K]_{Europe}$ prédit suggère que la source principale de sodium n'est pas Io, mais serait plutôt d'origine interne (figure 1.17b).

Noll et al. 1995 ont comparé les spectres UV d'Europe aux spectres de laboratoire des sulfures implantés dans la glace, et de SO_2 en croissance sur la glace d' H_2O (Sack et al. 1992). Ils trouvent que le SO_2 déposé sur un substrat de H_2O présente une meilleure corrélation avec les spectres *Galileo* que des sulfures implantés dans la glace et remettent donc en cause l'hypothèse d'Eviatar et al. (i.e. bande d'absorption du trailing hémisphère directement liée à l'implantation des ions sulfure). De plus, si le SO_2 détecté était principalement d'origine endogène (avec une distribution uniquement modifiée par les effets de la magnétosphère), on ne devrait pas nécessairement observer de dépôts réguliers et homogènes de givre en surface et surtout, le modèle d'implantation sur lequel Evitar et al. se basent pour déterminer leur taux de dépôt de givre n'est plus valable dans ce cas. De même, si la synthèse de SO_2 à partir des ions sulfures implantés par bombardement dans la glace était plus lente, on pourrait s'attendre à ce que le taux de SO_2 déduit à partir des spectres UV soit inférieur aux prédictions expérimentales sans pour autant invoquer un quelconque processus de recouvrement par du givre. La cartographie par absorption des UV effectuée grâce au Spectromètre Ultra-Violet de *Galileo* (UVS) apporte des éléments nouveaux. En effet, celle-ci suggère plutôt une origine endogène du SO_2 et invalide ainsi les modèles de synthèse de SO_2 par implantation de sulfure à la surface d'Europe (Hendrix et al. 1998).

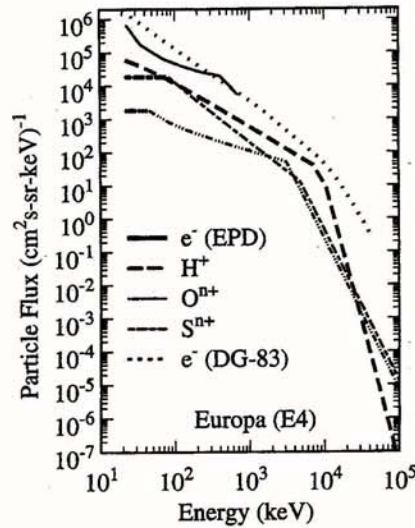


Figure 1.16

Flux de différentes particules bombardant la surface dans l'environnement magnétique d'Europe en fonction de leur énergie. Ces flux ont été mesurés par le Détecteur de Particules Energétiques (EPD) à bord de Galileo lors de l'orbite E4 (Copper et al. 2001). Le spectre modèle d'électrons de Divine et Garrett (1983) prolonge celui mesuré par l'EPD.

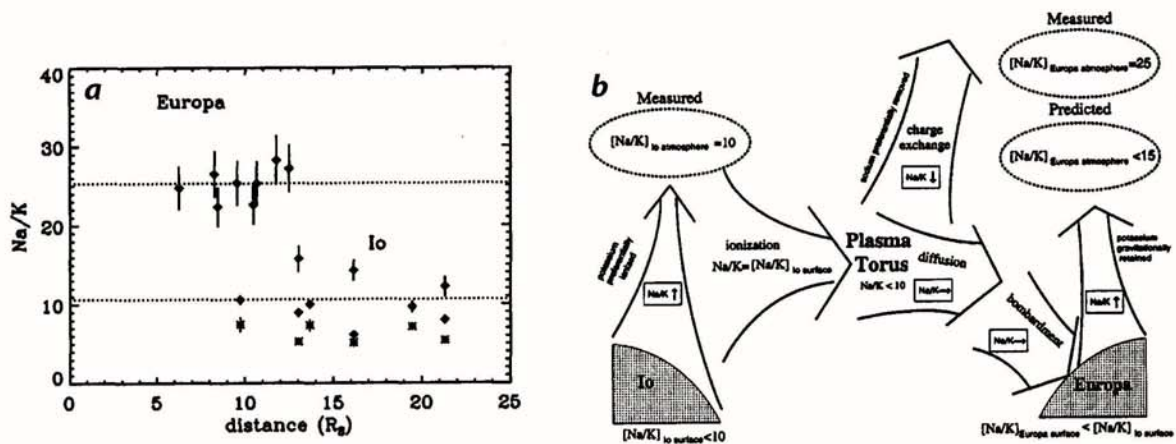


Figure 1.17

(a) Rapports Na/K mesurés en fonction de la distance à Io et à Europe. Les points représentés par des astérisques sont issus de mesures effectuées dans le tore d'Io. On constate nettement sur ce graphe que les rapports Na/K sont plus élevés à proximité d'Europe. (b) Les mécanismes de transport de ces éléments depuis Io vers Europe devraient favoriser l'échappement du sodium et donc diminuer le rapport. En revanche, la rétention gravitationnelle du potassium à la surface d'Europe devrait augmenter ce rapport. Les modèles prédisent finalement un rapport atmosphérique $[Na/K]_{\text{Europe}} < 15$, or les mesures indiquent un rapport de 25. La source primaire de sodium et de potassium sur Europe ne serait donc pas Io. D'après Brown (2001).

Les mesures effectuées par l'EPD permettent de déterminer des taux d'émission d'H₂O et O₂ de 10²⁷ à 10²⁸ molécules par seconde. Ip et al. (1998) en ont déduit un taux de perte nette en H₂O de 5 à 20 cm/Ma et un taux de redistribution des molécules d'H₂O de 20 à 80 cm/Ma.

Dans les régions froides (i.e. aux pôles), ce taux implique que le « sputtering » devrait être plus efficace que la sublimation d'éjectas pour la redistribution de H₂O en surface (Spencer 1987). Finalement, Ip et al. (1998) aboutissent à des conclusions similaires à celles d'Eviatar et al. (1985) selon lesquelles de l'eau se dépose actuellement et continuellement en surface. Cependant, comme le fait remarquer McEwen (1986a), les estimations d'Eviatar et al. sont dépendantes de nombreux paramètres incertains (i.e. la variabilité spatiale et temporelle de l'environnement plasmatique d'Europe).

La redistribution de la glace d'eau par « sputtering » est un phénomène viable pour expliquer cet éclaircissement. Pappalardo et Sullivan (1996) ont évoqué cette hypothèse en évaluant la quantité de surface néoformée par mise en place des bandes linéaires sombres (lire le paragraphe 5.1.4. pour une description plus détaillée). Si ces bandes représentent le mécanisme dominant de renouvellement de la surface, pourquoi n'en observe t-on que sur des secteurs limités ? En supposant que les bandes sont le moteur principal du renouvellement de la surface, en adoptant les âges de surface de Shoemaker (1996) et Zahnle et al. (1998) (voir la section 4 de ce chapitre), et en extrapolant le nombre de bandes observées sur les portions bien imagées par *Voyager* aux régions moins visibles ; ils parviennent à estimer une disparition des bandes en ~100000 ans. Or, au moins 1 mm de givre est nécessaire pour faire disparaître une bande sur les images (Clark 1981). Pappalardo et Sullivan déduisent donc un taux de dépôt de givre d'au moins 1 cm/Ma. De plus, cette valeur est en accord avec les 4 cm/Ma de Squyres et al. (1983) et Eviatar et al. (1985). Il faut cependant reconnaître que ces estimations introduisent un grand nombre d'hypothèses, notamment sur le renouvellement de la croûte d'Europe.

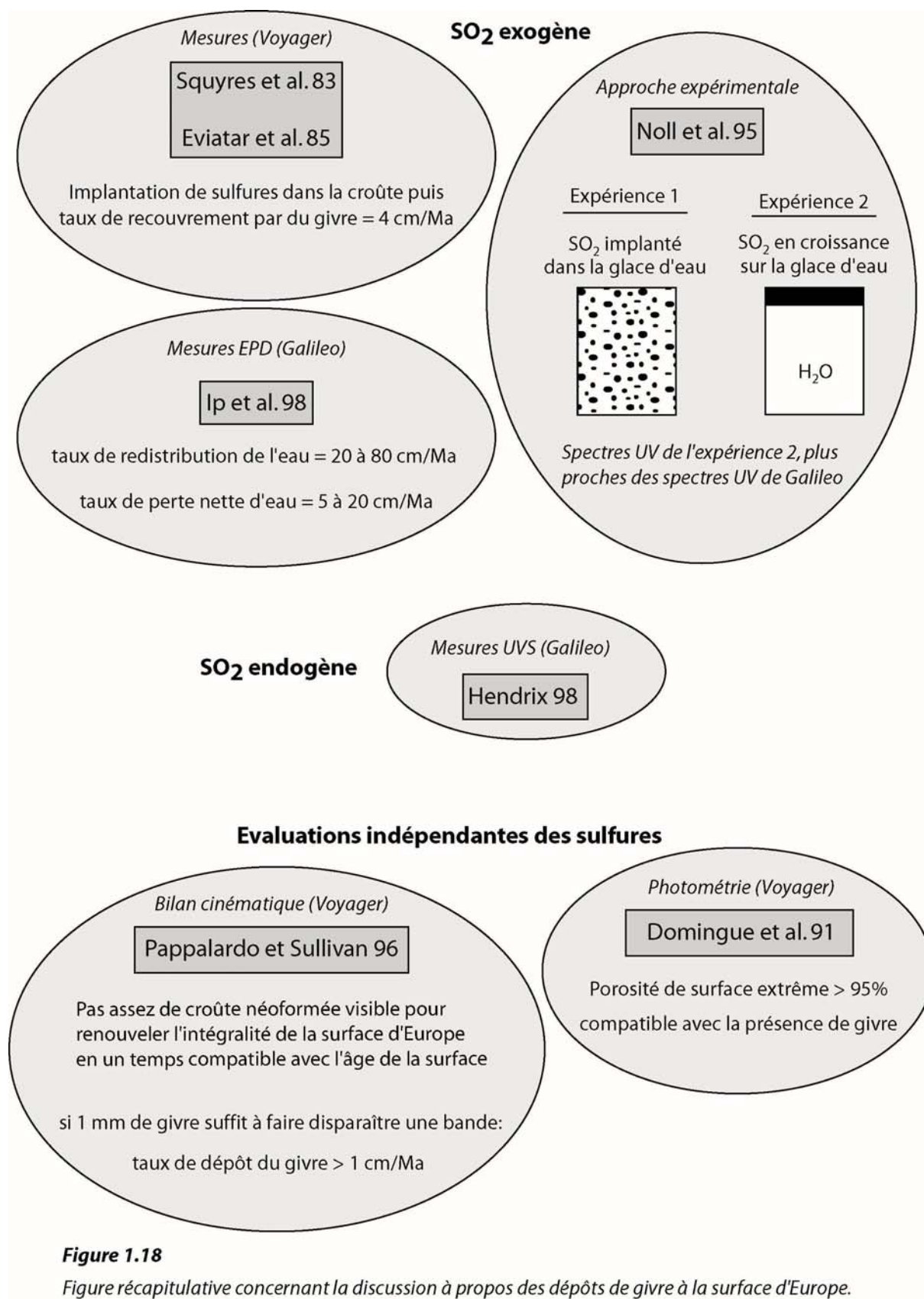
La décoloration et la disparition de bandes linéaires à l'échelle du kilomètre aux pôles est compatible avec la domination du « sputtering » dans les régions froides d'Europe (Pappalardo et al. 1998, 1999). Cependant, le « sputtering » devrait favoriser des dépôts de givre et donc un éclaircissement de la surface indépendant de la topographie ou du type de terrains. Ce modèle de redistribution de H₂O n'explique donc pas tout à fait pourquoi certaines unités de plaine ne se sont pas éclaircies avec le temps (e.g. les plaines stratigraphiquement anciennes et pourtant sombres dans l'infrarouge, Geissler et al. 1998a, b).

L'altération chimique des zones sombres, entre autres par réduction de la taille des grains, en réponse au bombardement des particules chargées, fournit un mécanisme alternatif pour expliquer l'éclaircissement des terrains sombres avec l'âge (Geissler et al. 1998a). La chimie invoquée reste cependant théorique et relativement mal contrainte.

Des observations montrent en revanche une bonne corrélation entre des zones sombres rouges-brunes et les structures assez récentes (qu'elles soient linéaires ou ponctuelles). McCord et al. (1998, 1999) ont montré par l'analyse des données du spectromètre infra-rouge NIMS (Near Infrared Mapping Spectrometer) que les spectres présentaient de fortes analogies avec ceux d'un mélange de glace et de sels. La nature exacte de ces sels reste ambiguë. Il pourrait s'agir selon McCord et al. (1998) de sulfates de Magnésium du type Epsomite ($\text{MgSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) ou encore de sulfates ou carbonates de sodium du type Mirabilite ($\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) ou Natron ($\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$). L'interprétation des spectres est toutefois très controversée et l'on pourrait tout aussi bien attribuer ces variations de couleur à de l'acide sulfurique ($\text{H}_2\text{SO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) (Carlson et al. 1999).

Nous verrons au cours de ce travail que ces interprétations divergentes ont des implications majeures dans le comportement mécanique de la croûte.

Finalement, les observations *Galileo* n'apportent pas d'arguments décisifs par rapport aux données *Voyager* quant à l'éjection continue de givre d'eau depuis une couche liquide profonde. La discussion concernant la distribution de givre d'eau en surface et de son origine est donc loin d'être close. La validité des arguments en faveur des processus endogènes ou en faveur des processus exogènes amène à penser que ces deux mécanismes pourraient contribuer de concert à modeler la surface d'Europe. La figure 1.18 résume les différentes approches utilisées pour évaluer la nature, l'origine et les implications d'un recouvrement de la surface d'Europe par du givre. De même, la nature des contaminants en mélange avec la glace n'est pas encore clairement définie. Une bonne connaissance des espèces chimiques en présence, de leur origine et de la cinétique des réactions dans les conditions de la surface d'Europe est pourtant nécessaire pour appréhender la dynamique de la croûte superficielle.



4. L'âge de la surface d'Europe

Existe-t-il ou a-t-il existé, sur Europe, une croûte glacée rigide reposant sur du matériel mobile, que ce soit de la glace ductile « chaude » ou de l'eau liquide ? Cette configuration est-elle transitoire dans l'évolution du satellite, et représente-t-elle une indication de l'état actuel ou très récent du satellite ? Les réponses à ces questions sont cruciales pour appréhender l'évolution du satellite, mais aussi pour planifier son exploration future. Un jeune âge est suggéré par le fait qu'Europe est moins parsemé de cratères que la plupart des corps solides observés dans le système solaire (Io et la Terre étant des exceptions de part leur activité volcanique actuelle). Lucchitta et Soderblom (1982) suggèrent, sur la base de données *Voyager* et sur des estimations de taux de cratérisation issues de Shoemaker et Wolfe (1982), que la surface d'Europe a un âge de rétention de ~ 100 Ma. Cependant, la connaissance du taux de cratérisation dans le système solaire externe est incertaine et les âges déduits présentent des incertitudes correspondantes (Zahnle et al. 1998). Les paragraphes suivants présentent des taux de cratérisation et donc des âges « absolus » estimés selon 2 méthodes différentes dans le système jovien. Nous allons voir que selon le premier modèle (Neukum 1997, Neukum et al. 1998), les taux de cratérisation sont déduits par extrapolation des taux de cratérisation de la Lune en faisant l'hypothèse que *Gilgamesh*, le plus jeune bassin d'impact sur Ganymède, est du même âge qu'*Orientale*, le plus jeune bassin d'impact sur la Lune. Cette méthode donne des âges de la surface d'Europe de l'ordre de 1 Ga. De même, nous verrons que selon le second modèle (Shoemaker et Wolfe 1982, Shoemaker 1996, Zahnle et al. 1998) les taux de cratérisation sont déduits d'après la distribution observée des comètes et des astéroïdes dans le système solaire. Ce modèle donne des âges inférieurs à 10 Ma pour de nombreuses zones de la surface d'Europe. La présentation de ces deux modèles fondamentalement différents donnera lieu à une discussion sur les âges moyens de la surface d'Europe. Cette discussion est suivie d'un aparté sur les densités de cratère dans des zones représentatives imagées par *Galileo* et sur ce qu'elles impliquent pour l'âge et l'évolution géologique de la surface.

4.1. Le modèle de Neukum (modèle Nk)

Neukum (1997) et Neukum et al. (1998) suggèrent une distribution taille-fréquence des cratères identique sur les satellites galiléens, les planètes telluriques (Neukum et al. 1975, Neukum et Ivanov 1994) et les astéroïdes Gaspra et Ida (Chapman et al. 1996).

A partir des similitudes relatives des courbes taille-fréquence, Neukum (1997) et Neukum et al. (1998) déduisent que la même population d'objets (la plupart provenant de la ceinture d'astéroïdes) domine le bombardement du système solaire interne et du système jovien. Ils supposent de plus que le taux de cratérisation présente la même histoire dans tout le système solaire, c'est à dire une décroissance rapide du taux jusqu'à 3,5 Ga puis lente et constante jusqu'à présent. Ils affirment dans cette optique que le plus jeune bassin d'impact de Ganymède (*Gilgamesh*) devrait avoir approximativement le même âge que le plus jeune bassin d'impact lunaire (*Orientale*), soit ~3,8 Ga.

Le taux de cratérisation lunaire peut être estimé selon l'expression suivante (Neukum et Ivanov 1994) :

$$N_{Lune}(1 \text{ km}) = 5,44.10^{-14} \times [\exp(6,93t) - 1] + 8,38.10^{-4t}$$

Où $N(1 \text{ km})$ est le nombre de cratères de 1 km de diamètre et t est l'âge en Ga. Pour la surface lunaire à 3,8 Ga, on obtient donc $N_{Lune}(1 \text{ km}) = 1,81.10^{-2} \text{ km}^{-2}$. Ainsi, en supposant *Gilgamesh* du même âge, on obtient $N_{Ganymède}(1 \text{ km}) = 3,49.10^{-3} \text{ km}^{-2}$. Le taux de cratérisation sur Europe est ~2 fois celui de Ganymède (Shoemaker et Wolfe 1982). On obtient ainsi l'expression suivante dans le cas d'Europe :

$$N_{Europe}(1 \text{ km}) = 2,05.10^{-14} \times [\exp(6,93t) - 1] + 3,16.10^{-4t}$$

De nombreux secteurs de la surface d'Europe donnent des valeurs allant de $2.10^{-4} \text{ km}^{-2}$ à $8.10^{-4} \text{ km}^{-2}$ (Neukum 1997) pour des cratères d'environ 1 km de diamètre. La figure 1.19b présente les résultats obtenus sur deux zones distinctes de la surface d'Europe, imagées à différentes résolutions pour des populations de cratères d'environ 1 km (orbite C3 à 420 m/pixel) et de la dizaine à la centaine de mètres (orbite E4 à 30 m/pixel). Si les cratères pris en compte sont tous primaires, les âges de surface déduits varient de 700 Ma à 2,8 Ga.

Quoi qu'il en soit, cette estimation de l'âge de la surface (Neukum 1997 et Neukum et al. 1998) repose sur 2 hypothèses fondamentales : **1)** *Gilgamesh* est âgé de 3,8 Ga, et **2)** la décroissance du flux d'impact du système jovien est identique à celle de la Lune.

4.2. Le modèle de Shoemaker-Zahnle (modèle S-Z)

Une chronologie très différente est obtenue à partir du taux de cratérisation dérivé de la distribution actuelle des objets au sein du système solaire. Le taux de cratérisation du système interne a pu être estimé à partir de la distribution des impacteurs et calé sur les observations du nombre de cratères sur la Terre et la Lune (Shoemaker et al. 1990, Weissman 1990, Rabinowitz et al. 1994, Shoemaker et al. 1994, Grieve et Shoemaker 1994, McEwen et al. 1997). Le taux de production de cratères > 20 km de diamètre sur la Terre estimé à partir d'observations astronomiques est compatible avec l'enregistrement géologique terrestre sur les 120 derniers Ma. Ceci crédibilise la technique utilisée pour estimer le nombre d'objets non découverts, les probabilités d'impact et les tailles de cratère produites.

Shoemaker (1996) et Zahnle et al. (1998) ont mis en évidence que la ceinture d'astéroïdes contribue de façon négligeable au bombardement du système jovien. Zahnle et al. (1998) soulignent qu'un seul astéroïde de taille kilométrique sur un million éjecté depuis la ceinture toucherait Europe et formerait un cratère de 20 km de diamètre, alors qu'il n'y a pas assez d'objets disponibles dans la ceinture pour produire une cratérisation significative des satellites galiléens à ce faible rendement. Ils remettent ainsi en cause l'hypothèse proposée par le modèle Nk selon laquelle la même population d'objets affecte les corps du système solaire interne et externe. Shoemaker (1996) et Zahnle et al. (1998) concluent que les comètes de la famille de Jupiter (actives et inactives) sont responsables de la plupart des cratères enregistrés sur les corps du système jovien, avec une légère contribution supplémentaire des comètes de longue période, des comètes du type *Halley* et des astéroïdes *Trojan*. Les comètes de la famille de Jupiter ont généralement des orbites faibles, progrades et l'on pense désormais qu'elles proviennent de la ceinture de *Kuiper* (Duncan et al. 1988). Leur masse et leur nombre sont difficiles à estimer. La taille réelle des comètes actives est masquée par leur queue. De plus, les grandes distances au périhélie (> 2 UA) des comètes inactives rendent difficiles leur observation. Zahnle et al. (1998) passent en revue les différentes méthodes d'estimation du nombre de comètes actives et inactives autour de Jupiter et des taux de cratérisation impliqués.

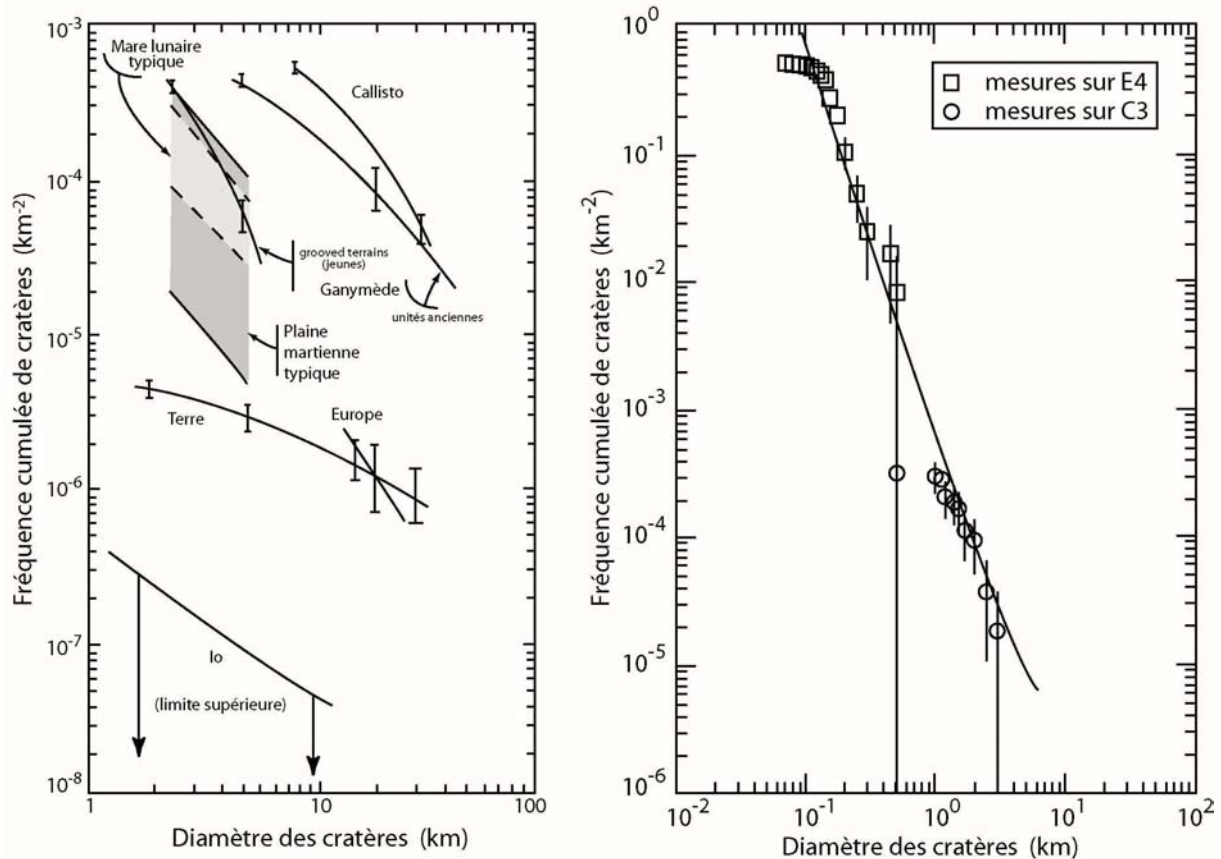


Figure 1.19

(a) Comparaison des taux de cratérisation pour différents corps du système solaire (Beatty et Chaikin 1990). Europe possède un taux similaire à celui de la Terre.

(b) Combinaison de compte des cratères sur deux zones de la surface d'Europe représentés sur un diagramme taille-fréquence cumulée (Neukum et al. 1997) : sur une petite partie du secteur des bandes cunéiformes du point antijovien (observation C3WEDGES01 ; 15°S & 195°W, imagée à ~420 m/pixel lors de l'orbite C3), et sur une région de "mottled terrains" (observation E4MACSTR02 ; 5°N & 330°W, imagée à ~30 m/pixel lors de l'orbite E4).

Leur taux estimé sur Europe est de $1.10^{-13} \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1} \pm$ un facteur 5 pour des cratères de plus de 10 km de diamètre. Cette valeur est comparable à celle de Shoemaker (1996) ($1,7.10^{-13} \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$). Le facteur 5 provient principalement du fait que l'incertitude sur la conversion de la magnitude des comètes en masse est d'environ un facteur 3. D'autre part, les limites observationnelles ne permettent pas d'estimer un taux de production pour des cratères de petite taille. Malgré ce facteur 5, Zahnle et al. (1998) considèrent un taux constant dans le temps et ne discutent pas vraiment de l'incertitude sur l'extrapolation temporelle de leurs estimations d'âges. Les observations astronomiques terrestres et lunaires ont montré que le taux d'impact actuel était 3 fois inférieur au taux d'impact moyen sur les derniers 3,2 Ga (Shoemaker et al. 1990, McEwen et al. 1997). Cependant, Zahnle et al. rétorquent que les

populations d'objets aboutissant à des impacts terrestres et lunaires sont très largement séparées de celles qui affectent le système jovien. Peu de contraintes observationnelles sont actuellement disponibles sur la variabilité à long terme des comètes de la famille de Jupiter, mais les modèles théoriques apportent quelques indices.

Le taux d'impact actuel de Zahnle et al. est de deux ordres de grandeur supérieur à celui estimé par Neukum (1997) et Neukum et al. (1998). Si l'on extrapole la limite observationnelle de 3 km à 10 km, on obtient une fréquence cumulée de cratères de $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ km}^{-2}$ pour des cratères de diamètres $> 10 \text{ km}$. Pour cette densité de cratères, le taux d'impact de Zahnle et al. ($4,6 \cdot 10^{-14} \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) donne un âge moyen de la surface de $\sim 54 \text{ Ma}$ (de 11 à 270 Ma si l'on considère les incertitudes), alors que le modèle Nk donne 2,5 Ga. Cette densité de cratères pourrait être caractéristique de la surface moyenne d'Europe, bien que peu de surfaces suffisamment grandes aient été étudiées pour obtenir des résultats statistiquement significatifs dans une gamme de taille de 3 à 10 km. Plusieurs surface permettent un compte de cratères $< 1 \text{ km}$ de diamètre, mais le modèle de Shoemaker-Zahnle ne peut prédire de taux d'impact à partir de cratères $< 10 \text{ km}$ de diamètre (aucune donnée d'observation de comètes proches de Jupiter et capables de créer de tels cratères n'existent).

On peut ne considérer que les cratères $> 20 \text{ km}$ de diamètre (objets $> 1 \text{ km}$) pour lesquels les données sont plus abondantes. Zahnle et al. estiment un taux d'impact à raison de 1 cratère en 1,4 Ma (revue depuis à 1 cratère en 3,2 Ma). Les couvertures d'images *Voyager* et *Galileo* ont révélé des cratères $> 20 \text{ km}$ de diamètre (Turtle et al. 1999) sur environ la moitié de la surface suffisamment bien imagée pour reconnaître de tels cratères. L'identification d'une dizaine de cratères $> 20 \text{ km}$ de diamètre implique un âge de $\sim 56 \text{ Ma}$ (11 à 280 Ma avec les incertitudes). Ce nombre est en accord parfait avec l'analyse des petits cratères.

4.3. Discussion sur l'âge de la surface d'Europe

4.3.1. Evaluation des modèles d'âge par les cratères

Les deux modèles d'âge ont peu de points communs. Ils se basent sur des hypothèses différentes et semblent difficiles à concilier. A titre d'exemple, le modèle Nk donne pour *Gilgamesh* (un large bassin d'impact de Ganymède) un âge de 3,8 Ga (avec une densité de cratères de 10 km de diamètre de $3,1 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-2}$). Selon le modèle S-Z (densité de cratères de 10 km de diamètre de $2,4 \cdot 10^{-14} \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$), *Gilgamesh* est âgé de 1 Ga.

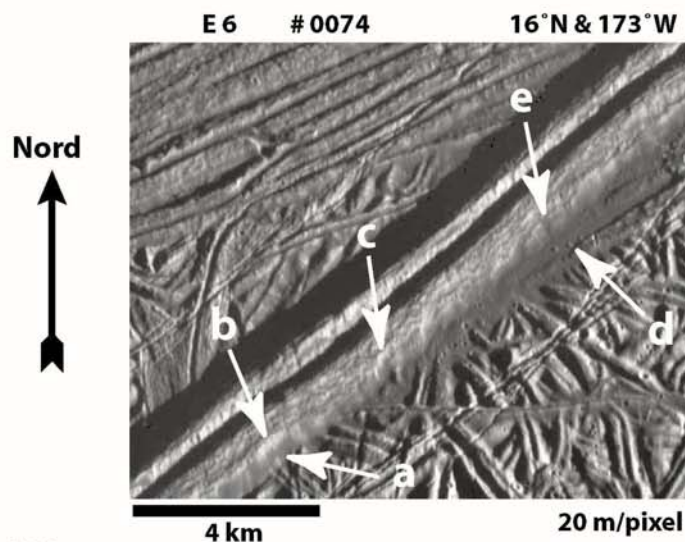
Un argument jouant en faveur du modèle S-Z repose sur les observations de 3 comètes effectuées en 150 ans à proximité de Jupiter (Zahnle et al. 1998) : Brooks 2 (1886, $2R_J$), Gehrels 3 (1970, $3R_J$), Shoemaker-levy/9 (1992, 1994 respectivement à $1,3R_J$ et $0,5R_J$). Selon le modèle S-Z, une comète de la taille de Shoemaker-levy/9 (1,5 à 1,8 km de diamètre) devrait atteindre Jupiter tous les 200 à 300 ans, tandis que le modèle Nk prévoit une chute d'astéroïde en plusieurs dizaines à centaines de milliers d'années, réduisant ainsi les chances d'observer un tel phénomène. Finalement, il semble que les astéroïdes ne contribuent actuellement que très peu à la cratérisation des corps du système jovien. Le modèle Nk nécessite un grand nombre d'astéroïdes (principalement au moment du bombardement intensif), alors qu'il fait intervenir un nombre négligeable de comètes.

Pour toutes ces raisons, la plupart des auteurs préfèrent actuellement le modèle S-Z et donc des âges moyens de la surface de $\sim 50 \text{ Ma} \pm$ un facteur 5. Les arguments du modèle Nk (i.e. l'âge de *Gilgamesh*, l'application de la chronologie de cratérisation lunaire au système jovien et l'importance donnée à la forme de la courbe taille-fréquence) semblent moins plausibles que ceux du modèle S-Z, et incompatibles avec les données observationnelles actuelles sur les comètes. Un moyen de réconcilier ces 2 modèles serait de découvrir que nous sommes actuellement dans une phase de « pluie » d'objet de la famille de Jupiter, mais il n'y en a pas d'évidences et les modèles dynamiques ne le prévoient pas.

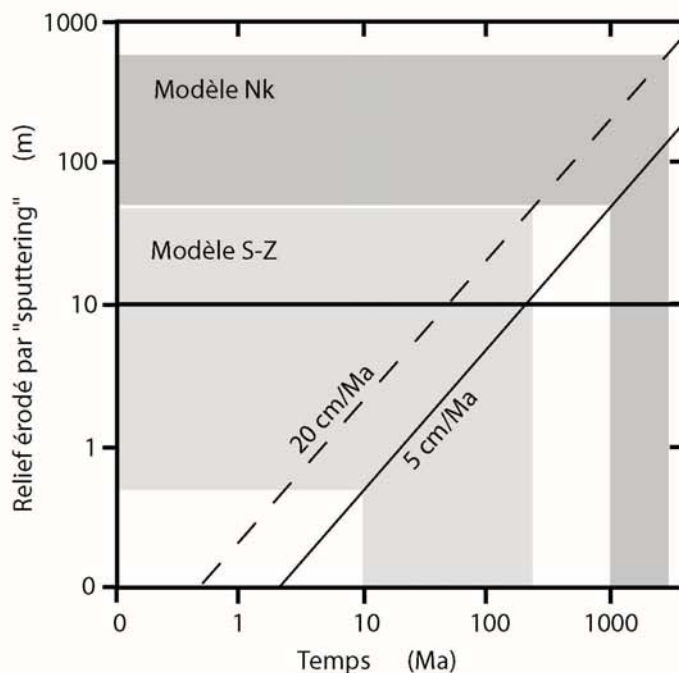
Finalement, les taux de cratérisation d'Europe et de la Terre sont similaires pour des diamètres de cratère de 10 à 20 km (figure 1.19a), en revanche, il est très largement supérieur pour des diamètres plus petits et se rapproche des valeurs martiennes et lunaires. Il faut toutefois garder à l'esprit qu'une des hypothèses posées lors du compte des cratères repose sur le fait que tous les cratères considérés sont primaires et ne correspondent pas à des éjectas secondaires.

4.3.2. Contraintes sur l'âge de la surface à partir du « sputtering »

Une autre méthode pour contraindre l'âge de la surface d'Europe provient de l'estimation du « sputtering » ou taux d'érosion de la glace. Comme nous l'avons vu précédemment, Ip et al. (1998) estiment, à partir de mesures, que ce taux d'érosion net atteint sur Europe 5 à 20 cm/Ma.

**Figure 1.20**

Exemples de mouvements de terrain sur les images de haute résolution sur les flancs d'une ride. Des terrains lisses (a) en bordure d'une portion escarpée (b) de la ride pourraient être les produits de l'érosion de cette falaise. Ces zones d'éboulis escarpées prennent par endroit un aspect conique typique des fronts de glissements de terrain terrestres (c). Trois blocs isolés de l'ordre de la centaine de mètres (d) proviennent probablement du flanc de la ride. Ils sont situés juste sous un détachement kilométrique (e) et pourraient bien y être associés.

**Figure 1.21**

Confrontation des âges de la surface d'Europe déduits des mesures effectuées par le détecteur de particules de Galileo avec les âges déduits du compte de cratères selon les méthodes de Nk et S-Z (voir le texte pour plus de détails). Le taux d'érosion estimé est d'environ 5 à 20 cm/Ma (Ip et al. 1998). Les âges déterminés par le modèle Nk impliquent une érosion de 50 à 600 m, tandis que ceux déterminés par le modèle S-Z impliquent une érosion de 0,5 à 50 m. La barre horizontale représente le relief moyen approximatif dans les plaines ridées (~10 m).

Les images de très HR de *Galileo* (6 à 35 m/pix.) illustrent l'importance des phénomènes de glissements de terrain (Moore et al. 1999) et indiquent que l'érosion par « sputtering » n'est probablement pas le mécanisme dominant dans le façonnement de la surface (figure 1.20). De ce fait, le fort taux d'érosion mesuré par Ip et al. ne semble raisonnable que si la surface est jeune. Les images de HR de *Galileo* permettent d'estimer le relief moyen des plaines ridées (unités stratigraphiquement les plus anciennes) à ~10 m. Si l'on considère les taux d'érosion de Ip et al. constants dans le temps, l'âge calculé de la surface d'Europe devrait être inférieur à 100 Ma \pm un facteur 2. De même, on peut comparer la quantité de matériel érodé pour les âges fournis par les 2 modèles. Le modèle S-Z implique une érosion par « sputtering » de 0,5 à 50 m de matériel crustal sur 50 Ma et en considérant le facteur 5 d'incertitudes, soit des hauteurs comparables aux reliefs de petites échelles identifiables sur les images *Galileo*. Les âges donnés par le modèle Nk (1 à 3 Ga) impliquent quant-à eux une érosion par « sputtering » de ~50 à 600 m, soit une hauteur perdue supérieure à la plupart des reliefs d'Europe (figure 1.21). On n'observerait donc, *a priori*, aucune topographie ; or celle-ci existe bel et bien !

4.3.3. Les terrains les plus jeunes d'Europe

Les estimations précédentes résultent de calculs effectués à l'échelle de la couverture de moyenne et basse résolution sur des cratères de dimensions allant de la centaine de mètres à plusieurs kilomètres de diamètre. Ces mêmes méthodes ont été appliquées à des zones plus réduites suspectées d'être parmi les plus jeunes de la surface d'Europe d'un point de vue morpho-stratigraphique et dont la description fait l'objet du paragraphe 5.2 du présent chapitre : les zones chaotiques. Chapman et al. (1998) et Bierhaus et al. (1998) ont étudié les populations de petits cratères sur l'une de ces structures particulièrement bien imagée à haute résolution, *Conamara Chaos*, dans l'espoir de la dater. On y dénombre beaucoup de petits cratères de l'ordre de la centaine de mètres de diamètre mais probablement secondaires, liés à un cratère plus important, plus frais et situé à environ 1000 km au sud : *Pwyll*. En effet, la quantité de cratère est importante dans les raies d'éjectas de *Pwyll*, mais elle chute brutalement lorsque l'on s'en éloigne. Suffisamment loin des raies, la densité de cratères de quelques centaines de mètres de diamètre est étonnamment faible, inférieure d'environ un facteur 30 si l'on se base sur une simple extrapolation de la relation établie à partir des cratères kilométriques. Cette densité représente une limite supérieure à la densité des petits

impacts primaires dans la mesure où *Pwyll* ou d'autres grands impacts récents ont contribué à parsemer la surface du *chaos* d'éjectas secondaires. D'un autre côté, il est possible que les petits cratères soient peu marqués ou identifiables dans la matrice rugueuse du *chaos*. En utilisant le modèle S-Z et en supposant la validité de l'extrapolation, la densité de cratères loin des éjectas de *Pwyll* suggère un âge moyen de *Conamara Chaos* de moins de 1 Ma (du même ordre de grandeur que la fréquence d'impact de 3 Ma attendue pour des cratères de la taille de *Pwyll*). Cependant, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2., la distribution des petites comètes n'est pas connue pour des raisons de limite d'observation, et l'extrapolation n'est peut-être pas valide. Il en ressort que, **1)** *Conamara Chaos* est plus jeune dans l'absolu que les autres structures sur Europe (d'environ un à deux ordres de grandeur) et/ou **2)** il existe un déficit de petits objets cométaires. *Galileo* n'a malheureusement imagé qu'une très petite partie de la surface d'Europe à une résolution adéquate pour mesurer les densités spatiales des cratères de l'ordre de moins d'un kilomètre de diamètre. En outre, de nombreux terrains localisés autour de l'équateur (les « mottled terrains », Lucchitta et Soderblom 1982) ressemblent à basse résolution à *Conamara Chaos*. Ces terrains représentent selon une estimation récente environ 30% de la surface totale d'Europe (Riley et al. 2000). Il se pourrait donc, selon le modèle S-Z, que de nombreux terrains très récents (de 1 Ma à 10 Ma) existent à la surface d'Europe. De tels âges comparés à l'histoire du satellite impliquent que les processus géologiques décrits dans la partie qui suit sont probablement encore actifs actuellement.

5. Description des structures géologiques d'Europe

La surface d'Europe est largement parsemée de structures morphologiquement très différentes. Des linéaments parfois très réguliers sur plusieurs centaines de kilomètres recoupent des rides plus petites ou de formes différentes, des bandes sombres semblent « déchirer » une surface préexistante plus ancienne et des structures ponctuelles d'échelles variées se surimposent aux linéaments et côtoient quelques cratères d'impact relativement peu nombreux. Nous passerons ici en revue les diverses structures observées par *Voyager* puis *Galileo* et conclurons par les relations spatiales et temporelles existant entre ces structures. Les interprétations évoquées dans la littérature feront l'objet de la section 6.

5.1. Typologie des structures linéaires

Les structures linéaires sont de loin les plus abondantes à la surface d'Europe. Elles présentent des morphologies et des dimensions très variées allant de rides simples à des systèmes multi-rides (doubles et triples rides). Certaines répètent des motifs en arcs de cercle sur leur longueur (rides cycloïdes), tandis que d'autres, plus larges et plus sombres, prennent l'aspect de bandes. Par ailleurs, les relations stratigraphiques entre ces différentes structures linéaires ou avec d'autres structures apparaissent très complexes.

5.1.1. Les rides simples et doubles

D'étroits linéaments de plusieurs centaines de kilomètres de long ont été observés sur les images *Voyager* à 2 km/pixel (Smith et al. 1979). Ces images ne révèlent que peu de détails à cette résolution mais les observations réalisées en bordure du satellite (i.e. sur la tranche illuminée et en lumière rasante) trahissent la présence de reliefs n'excédant pas la centaine de mètres, faisant d'Europe le corps le plus lisse du système solaire. La constitution d'une couverture d'images *Voyager* de basse résolution montre que ces linéaments façonnent abondamment le paysage, forment un réseau complexe et délimitent parfois des polygones (Pieri 1981, Lucchitta et Soderblom 1982).

Les images de meilleure résolution de *Galileo*, obtenues pour la plupart sous des conditions d'illumination proches de la tranche illuminée d'Europe (forte incidence solaire, voir la figure 1.7), ont abouti à une meilleure appréhension de l'importance des rides notamment en révélant leurs caractéristiques morphologiques. Les rides simples à basse résolution deviennent doubles avec une vallée centrale à haute résolution. On s'est ainsi rendu compte que ce type de rides était prédominant et que les rides simples étaient en fait assez rares. La figure 1.22 illustre les principaux caractères morphologiques et structuraux communs à la grande majorité des doubles rides.

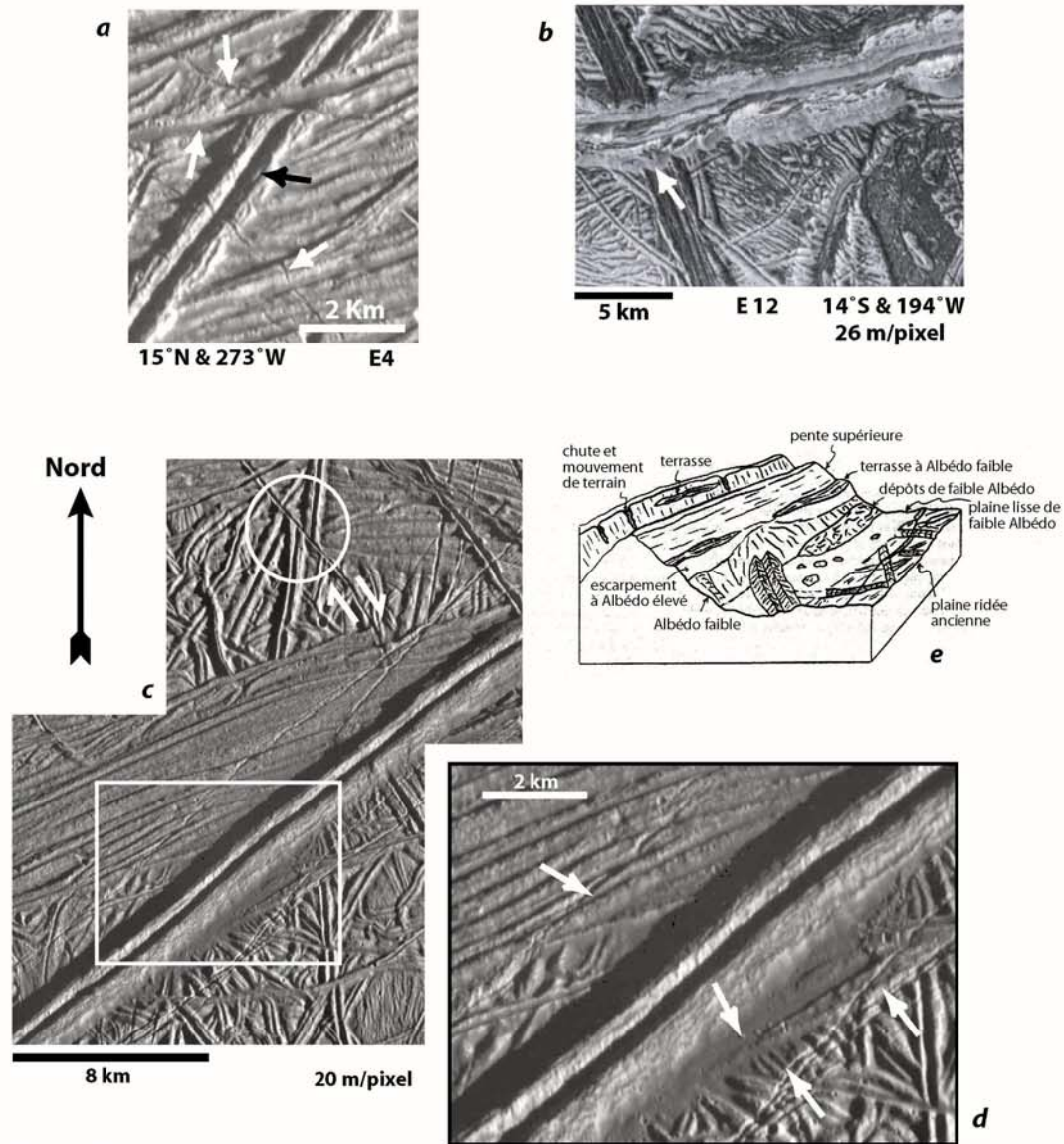


Figure 1.22

La surface est parsemée de nombreuses fractures simples (a, flèches blanches) qui recoupent le plus souvent des systèmes de doubles rides plus ou moins différenciés de part et d'autre d'une vallée centrale (a, flèche noire, c et d). On retrouve ces doubles rides à diverses échelles et selon toutes les orientations. Le plus souvent, elles sont relativement linéaires et homogènes, mais certaines présentent des morphologies très irrégulières (b). Les marqueurs de part et d'autre de la plupart des rides indiquent de l'extension, cependant certaines d'entre elles possèdent clairement une composante décrochante (c). Le matériel en bordure des rides semble par endroit recouvrir les terrains préexistants (b, flèche, c). On observe parfois au pied des rides des bassins remplis de matériel sombre et lisse (d) associés à des fractures subparallèles (d, flèches). Ce type de structures peut résulter d'une flexure de la lithosphère fragile soit par surcharge liée à l'accumulation du matériel formant la ride, soit par flambage lié à l'application de contraintes compressives perpendiculairement à l'axe de la ride. Le bloc-diagramme (e) regroupe les grandes caractéristiques morphologiques des flancs des doubles rides.

5.1.2. Les rides triples

Certaines structures linéaires de dimensions généralement plus importantes présentent une apparente alternance de bandes d'albédo différents à faible incidence solaire leur donnant ainsi leur nom de triples bandes (figure 1.23). La morphologie de ce type de ride est en réalité plus complexe. Elles résultent d'une succession de rides multiples bordées d'unités sombres et assez lisses, mises en place par recouvrement du terrain par du matériel sombre, ou par altération thermique *in situ* (Greeley et al. 1998, Head et al. 1998, Fagents et al. 1999). Certaines structures comme *Rhadamanthys Linea* sont rattachées à la catégorie des triples rides, mais présentent toutefois, par endroits, des segments plus fins et plus sinueux, bordés ponctuellement par des tâches plus sombres que les anciennes plaines ridées (figure 1.23). Ces observations amènent à penser que, non seulement *Rhadamanthys Linea* pourrait représenter un stade intermédiaire marquant la transition entre les doubles et les triples rides (Fagents et al. 2000), mais qu'en plus, les processus génétiques impliqués pour les triples et les doubles rides s'inscrivent dans un même continuum (e.g. Greenberg et al. 1998). Ce point sera discuté par la suite.

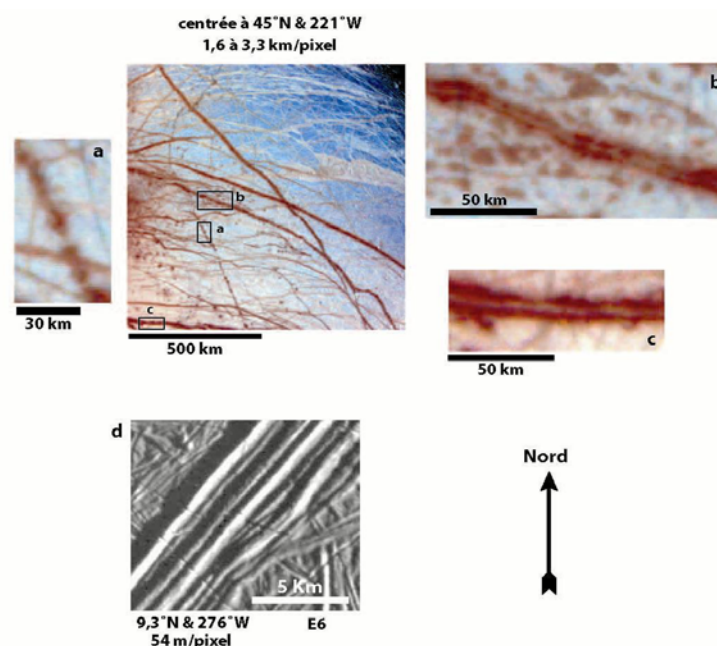


Figure 1.23

Les rides sont omniprésentes en surface et à des échelles très variables. Certaines peuvent atteindre plus de 1000 km de long pour des largeurs de plusieurs kilomètres et des hauteurs de quelques centaines de mètres. Les plus grosses rides sont qualifiées de triples bandes dans la mesure où elles présentent longitudinalement, à basse résolution, une succession de trois bandes d'albédo variable : une bande plutôt claire flanquée de deux bandes sombres (Geissler et al. 1998a). Les agrandissements a, b et c illustrent 3 stades aboutissant à la formation de triples rides. (a) *Rhadamanthys Linea* ne présente pas cette variation caractéristique de l'albédo, mais est irrégulièrement bordée de patchs diffus sombres. (b) *Cadmus Linea* représente un stade intermédiaire entre *Rhadamanthys* et de véritables triples bandes : on y distingue à la fois les patchs diffus et les 3 bandes. (c) *Belus Linea* est l'archétype de la triple bande : on y distingue les 3 bandes de façon continue sur de grandes distances. À haute résolution, les triples bandes ne méritent pas leur appellation. Leur morphologie est beaucoup plus complexe qu'il n'y paraît et l'on y observe une succession de rides plus ou moins déformées (d).

5.1.3. Les rides cycloïdes (*flexi*)

Bien que la plupart des rides soient linéaires à curvilignes, certaines reproduisent un schéma cycloïde traduisant probablement l'importance des effets cycliques des marées joviennes. Elles se présentent sous la forme de longues rides généralement doubles constituées d'une succession de segments arqués de longueurs et de géométries quasi similaires et formant à leurs connections des angles prononcés (figure 1.24a). On retrouve généralement les plus belles rides cycloïdes dans les plaines anciennes sous des latitudes relativement élevées, aussi bien dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud.

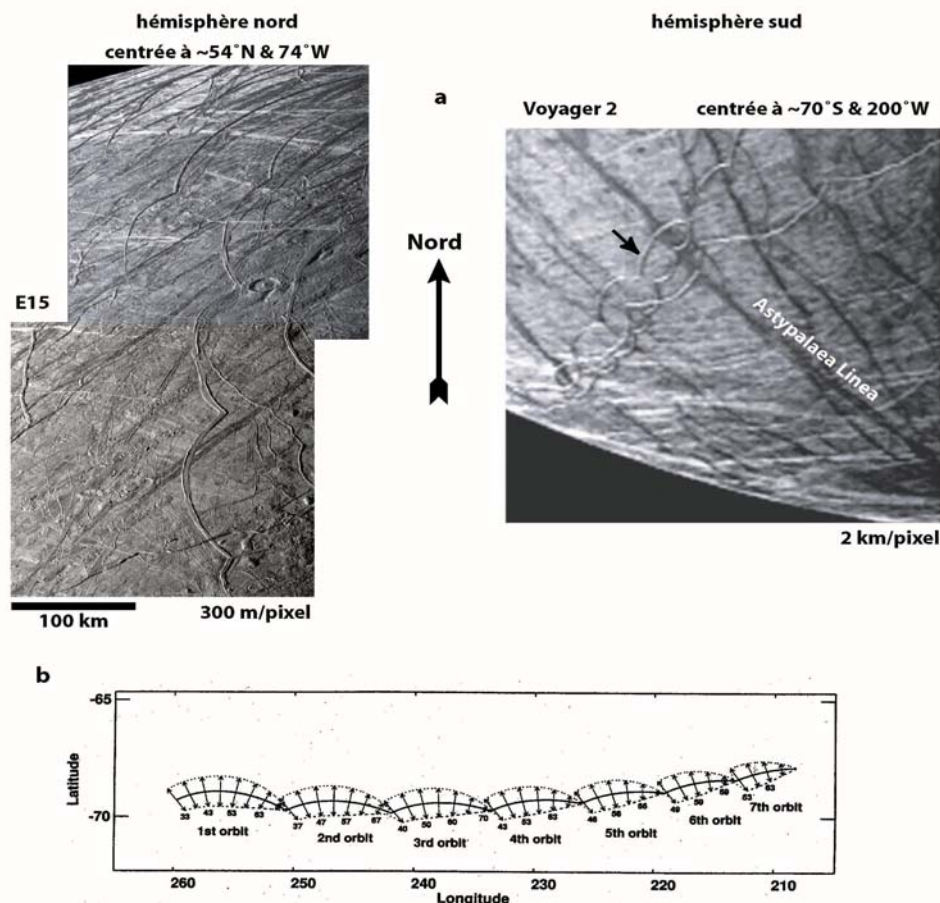


Figure 1.24

A grande échelle, certaines rides développent un schéma particulier qui consiste en une succession régulière d'arc de cercles d'environ 100 km chacun (a). La formation de ces rides cycloïdes résulterait de l'initiation puis de la propagation de failles soumises à un champ de contrainte périodique. Hoppa et al. (1999b, 2001b) ont appliqué ce type de modèle aux conditions de rotation d'Europe pour 5 rides cycloïdes (b).

5.1.4. Les bandes sombres extensives

Dès le début des années 80, des bandes sombres larges de plusieurs kilomètres à plusieurs dizaines de kilomètres ont été identifiées sur les images *Voyager 2*. La cinématique de ces structures est variable. Alors que certaines sont exclusivement extensives (e.g. la grande majorité des bandes regroupées autour du point antijovien, voir la figure 1.25a, b), d'autres présentent des composantes décrochantes importantes (e.g. *Astypalaea Linea*, *Agenor Linea*).

Ces bandes se distinguent nettement des terrains préexistants adjacents (plaines ridées) par le fait que leur albédo est en général significativement plus faible que l'albédo des terrains ridés plus anciens. Elles recoupent de très nombreuses rides avec des angles très variables. Cependant, certaines rides et fractures et même parfois certaines structures chaotiques et *lenticulae* sont postérieures car elles recoupent clairement ces bandes sombres. La figure 1.25 illustre la variabilité morphologique, la nomenclature utilisée et les relations stratigraphiques généralement observées autour de ces bandes.

Certaines bandes résultent de la succession d'étroits segments linéaires de quelques kilomètres de largeur et de lentilles de forme rhomboédrique plus étalées. D'autres se présentent sous la forme de larges bandes arquées biseautées à une extrémité. Dans un cas comme dans l'autre, la forme des bandes rappelle celle des premières écritures cunéiformes ; c'est pourquoi elles seront qualifiées par la suite de bandes cunéiformes (Comm. Pers. O. Grasset). On constate, à haute résolution (E12, 15 à 55 m/pix.), que beaucoup d'observations sont communes aux bandes cunéiformes (Prockter et al. 1999b). Parfois, la bordure est anguleuse, parfois elle est flanquée d'un système de petites rides assez claires (figure 1.25c-e). Au centre des rhomboèdres ou des bandes, on retrouve généralement une dépression centrale longitudinale flanquée de deux rides, uniforme en largeur et d'épaisseur constante sur la longueur. De part et d'autre de ce système central, on observe une alternance plus ou moins régulière de rides et dépressions subparallèles entre elles et espacées de quelques centaines de mètres de largeur. De plus, des couples stéréographiques d'images révèlent une topographie surélevée au sein des bandes par rapport aux plaines ridées (Sullivan et al. 1998).

Comme le montre la figure 1.26 et lorsque la résolution des images le permet, on peut reconstruire l'état initial de la croûte avant la mise en place des bandes cunéiformes sans laisser trop d'espaces (Schenk & McKinnon 1989, Pappalardo & Sullivan 1996, Sullivan et al. 1998). Les nombreuses rides précoces des plaines anciennes sont autant de marqueurs de la déformation. La restauration de leur continuité et l'analyse des structures à l'échelle locale ont

permis de déduire des informations sur la nature décro-extensive des bandes et de classer les rhomboédres comme étant des structures en pull-apart.

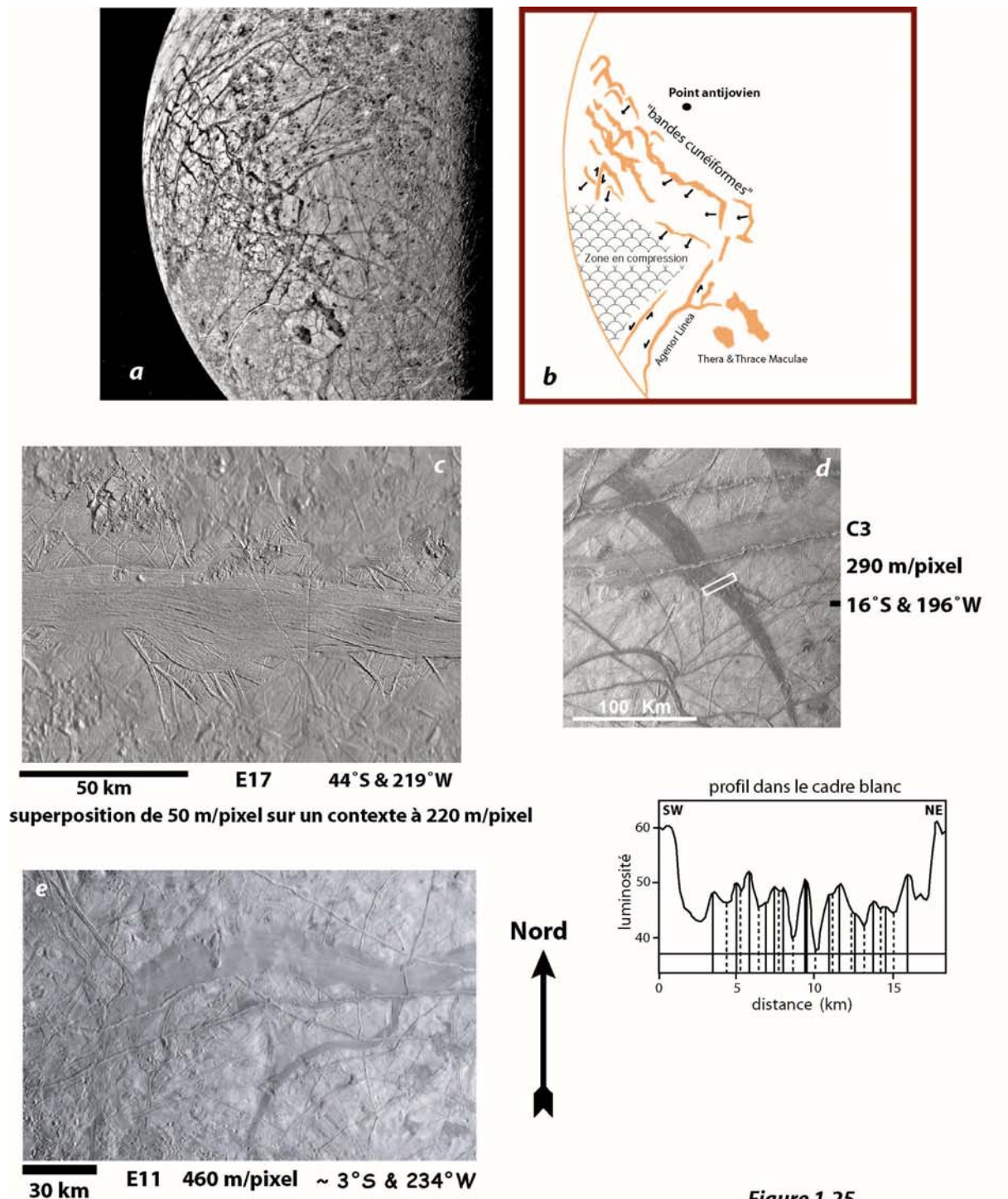
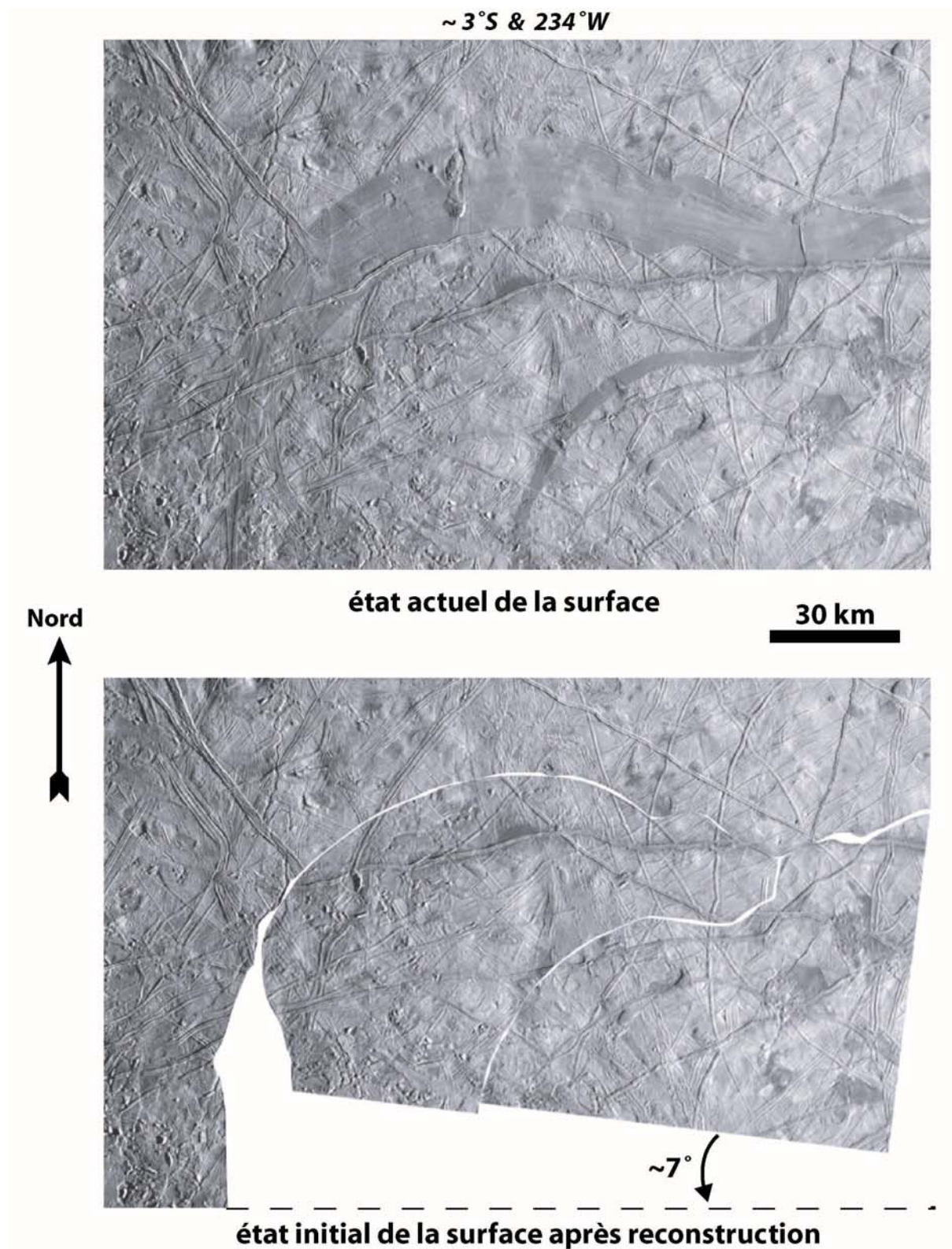


Figure 1.25

(a, b) Répartition des bandes cunéiformes autour du point antijovien et schéma interprétatif. L'orientation et les mouvements impliqués par l'ouverture des bandes indiquent qu'elles sont cinématiquement liées autour d'un pôle de rotation situé approximativement à 45°S & 144°W (Schenk et McKinnon 1989). Dans le détail, les bandes sont constituées de matériel sombre, finement strié et semblent relativement récentes dans l'histoire tectonique d'Europe (c, e). Un profil de valeurs de gris réalisé transversalement à une bande du secteur antijovien (d) montre une symétrie bilatérale des stries par rapport au centre de la bande (Sullivan et al. 1998). Le profil obtenu et la cinématique des bandes peuvent être comparés aux anomalies magnétiques et aux processus d'ouverture du plancher océanique terrestre.

**Figure 1.26**

Reconstruction de la surface antérieure à la mise en place d'une bande cunéiforme proche du point antijovien (centrée à $3^{\circ}\text{S} \text{ \& } 234^{\circ}\text{W}$). Les marqueurs que représentent les rides préexistantes de part et d'autre de la bande mettent en évidence une extension d'environ 15 à 25 km d'amplitude selon une rotation de 7° environ.

5.2. Typologie des structures ponctuelles

Outre les structures linéaires décrites au paragraphe précédent, de nombreuses structures circulaires à irrégulières perturbent la surface d'Europe. Les images de résolutions élevées montrent, là encore, une variabilité morphologique notable manifestement dépendante de l'échelle des structures.

5.2.1. Les structures de petite échelle

On peut, sur la base de critères morphologiques, les classer selon deux catégories, les *lenticulae* et les dômes.

Les *lenticulae* sont des structures subcirculaires de 5 à 15 km de diamètre, espacées de 5 à 20 km (Pappalardo et al. 1998, Rathbun et al. 1998, Spaun et al. 1998, 2002) (voir la figure 1.32). D'un point de vue stratigraphique, les *lenticulae* perturbent les plaines ridées et de nombreuses autres structures remarquables et figurent de ce fait parmi les structures les plus récentes de la surface d'Europe. Leur morphologie commune consiste en un agrégat rugueux de blocs de tailles modérées généralement plus sombre que les terrains environnants. Certaines sont surélevées par rapport aux plaines ridées (figure 1.27d, h, g), tandis que d'autres sont installées au centre d'une dépression apparemment peu profonde (figure 1.27b, c, e, i). Cette cuvette forme un anneau sombre autour de l'agrégat rugueux dans lequel on peut toujours distinguer les structures préexistantes. Il est à noter que certaines *lenticulae* possèdent des bordures assez anguleuses suggérant une mise en place plutôt rapide (figure 1.27g, h).

Les dômes sont de tailles similaires. Ils consistent en une déformation verticale des terrains préexistants sans pour autant en effacer l'héritage. Parfois, le soulèvement est tel que le dôme se fracture à son sommet (figure 1.27a, f). Cependant, ils ne présentent apparemment pas de dépression topographique annulaire à leur périphérie.

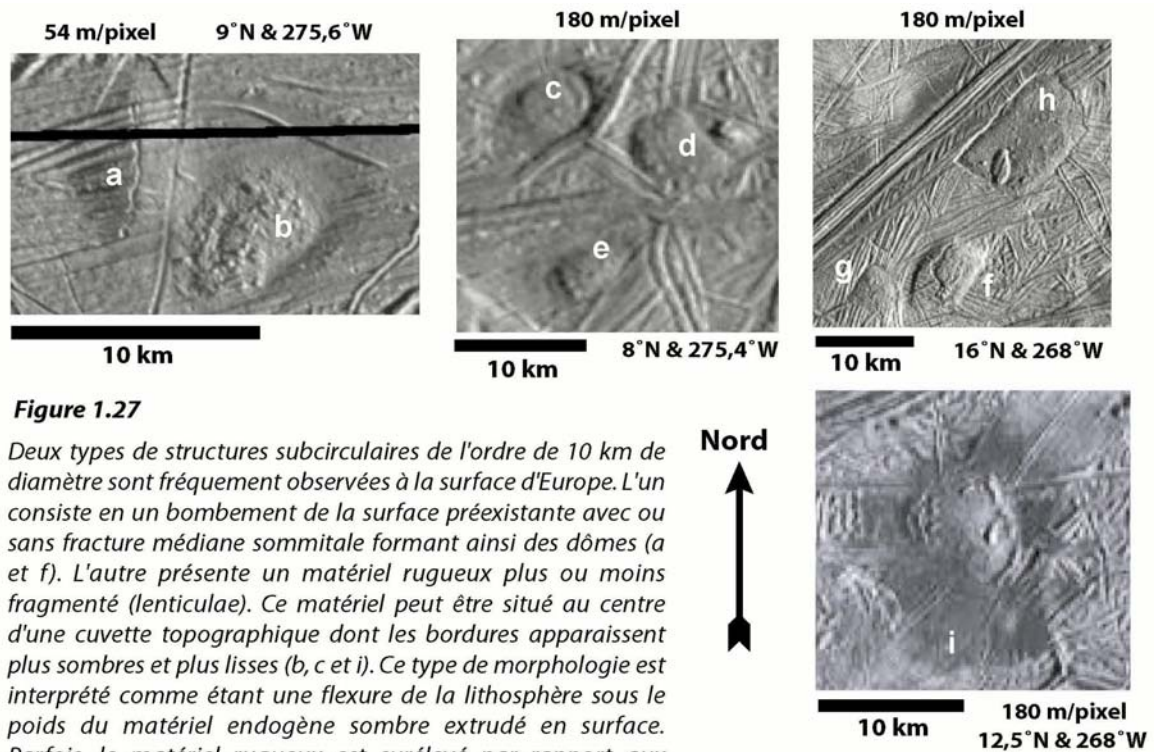
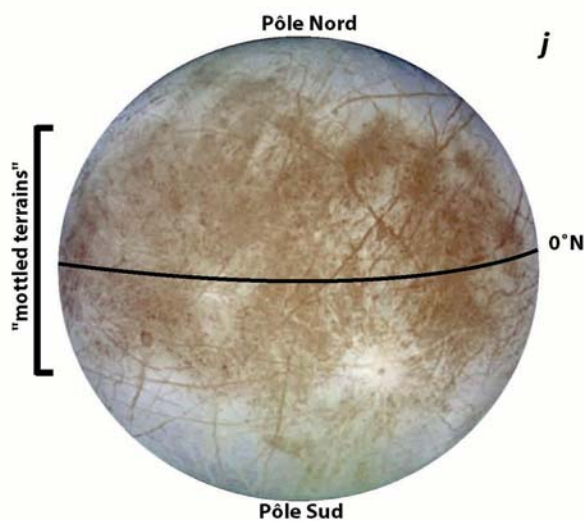


Figure 1.27

Deux types de structures subcirculaires de l'ordre de 10 km de diamètre sont fréquemment observées à la surface d'Europe. L'un consiste en un bombement de la surface préexistante avec ou sans fracture médiane sommitale formant ainsi des dômes (a et f). L'autre présente un matériel rugueux plus ou moins fragmenté (lenticulae). Ce matériel peut être situé au centre d'une cuvette topographique dont les bordures apparaissent plus sombres et plus lisses (b, c et i). Ce type de morphologie est interprété comme étant une flexure de la lithosphère sous le poids du matériel endogène sombre extrudé en surface. Parfois, le matériel rugueux est surélevé par rapport aux plaines ridées et l'on n'observe pas de réelle dépression marginale (d, e, g et h). Du matériel de très faible viscosité semble même avoir percolé à travers les unités ridées en périphérie de la lentille (i). L'association spatiale et temporelle des dômes et des lenticulae établie sur la base des relations stratigraphiques a amené Pappalardo et al. (1998) à élaborer un modèle génétique commun à ces deux types de structures. Toutes ces structures proviennent de la région de Conamara Chaos imagée lors de l'orbite E6.



A l'échelle globale, les terrains présentant une forte densité de ce genre de structures et associées aux zones chaotiques plus larges apparaissent plus sombres, de couleur brune (j) et, d'après les spectres NIMS, semblent plus enrichis en impuretés. Ils forment une entité géologique distincte à basse résolution nommée "mottled terrains" qui s'étend plus ou moins autour de l'équateur.

5.2.2. Les structures de grande échelle

Les *chaos* ou zones chaotiques sont des structures irrégulières à subcirculaires largement répandues à la surface d'Europe puisqu'elles représenteraient environ 30% de la surface totale d'Europe selon une estimation récente (Riley et al. 2000).

Galileo a imagé, à haute résolution (jusqu'à 54 m/pixel, orbite E6) et à très haute résolution (jusqu'à 9 m/pixel, orbite E12), une de ces structures d'approximativement 125×75 km, nommée *Conamara Chaos*, et centrée à environ 8°N & 274°W (figure 1.28). *Conamara* est constitué de blocs polygonaux ridés de dimensions inférieures à 20 km issus du démantèlement des terrains préexistants. La plupart des blocs ont subi des rotations ($\sim 11^\circ$ en moyenne), des translations (jusqu'à 8 km) et parfois des basculements au sein d'une matrice rugueuse d'albédo plus faible. Les blocs présentent des élévations de la dizaine à la centaine de mètres par rapport à la matrice (Spaun et al. 1998, Collins et al. 1999, Chuang et al. 1999). L'utilisation des rides héritées observables sur les blocs en tant que marqueurs rend possible la reconstruction de la surface avant la mise en place de *Conamara Chaos*. Ainsi, Spaun et al. (1998) ont-ils calculé qu'environ 59% de la surface préexistante avait été remplacée et/ou convertie en matrice (figure 1.29a). D'autre part, la grande majorité des blocs aurait subi un mouvement horaire à l'échelle de la zone chaotique (figure 1.29b). D'un point de vue strictement morphologique, la configuration des *chaos* rappelle fortement celle de la banquise terrestre au moment de la débâcle. Les blocs peuvent ainsi être assimilés à des plaques de glace bougeant dans une matrice liquide en cours de refroidissement (Carr et al. 1998). A peu près partout sur Europe, les *chaos* apparaissent stratigraphiquement plus jeunes que d'autres structures : ils recoupent les plaines ridées hormis quelques fractures et de rares rides différenciées (Carr et al. 1998, Greeley et al. 1998a, Pappalardo et al. 1998, Spaun et al. 1998, Prockter et al. 2000). De plus, comme le précise le paragraphe 3.3.3., la très faible densité de cratères au sein des *chaos* suggère un âge moyen inférieur à 10 Ma. Cependant, Riley et al. (2000) et Hoppa et al. (2001) soulignent que des traces d'activité chaotique anciennes existent et reposent la question de l'âge des processus de renouvellement de la croûte par chaotisation.

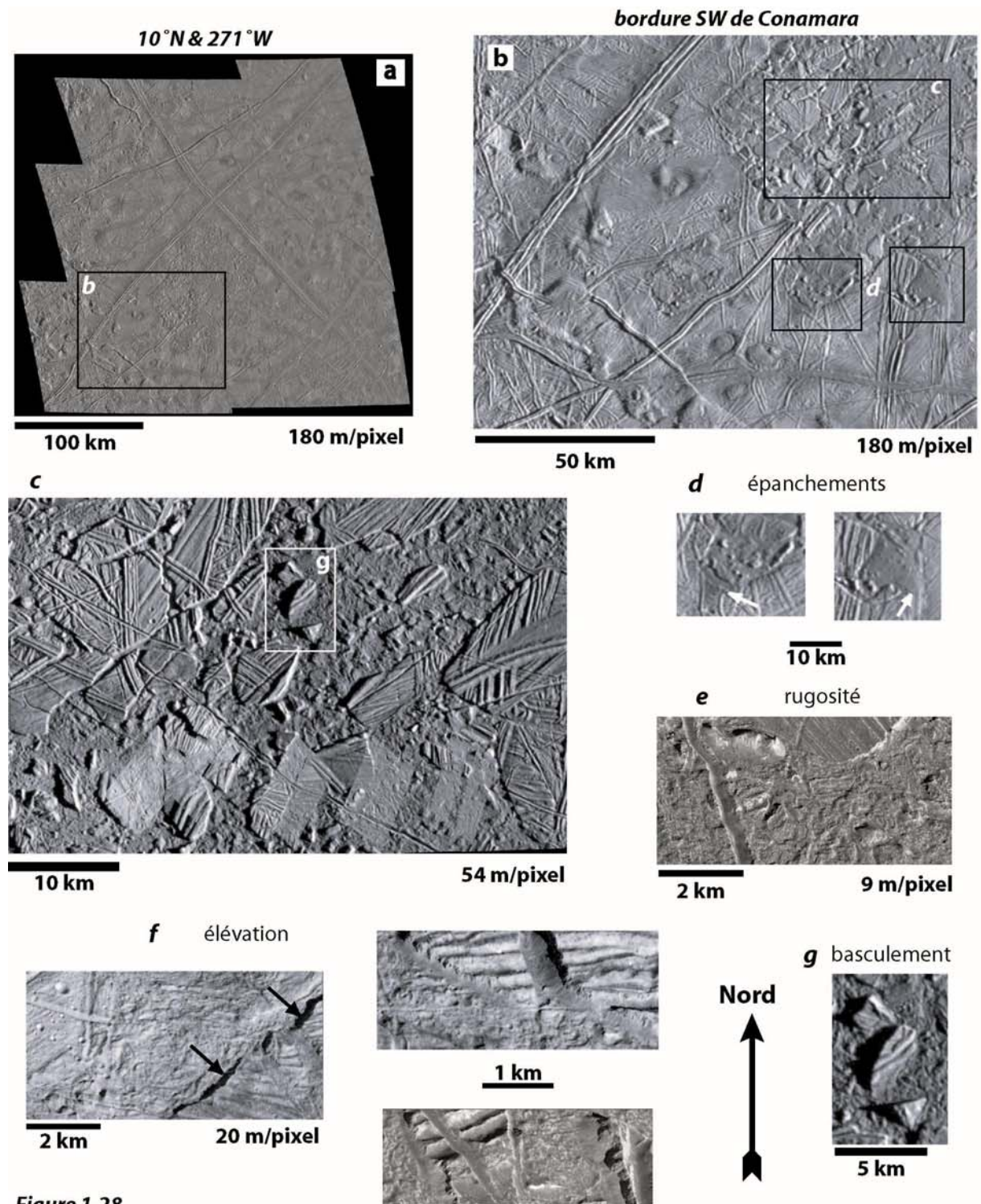


Figure 1.28

Images d'une zone chaotique particulièrement bien documentée à diverses résolutions : Conamara Chaos. Les zones chaotiques consistent en un morcellement de la surface préexistante en blocs de tailles variables (c) dispersés au sein d'une matrice sombre et rugueuse (e, f). L'analyse de la partie SW du chaos (b) montre que ses bordures sont bien délimitées par des falaises excepté pour deux endroits au sud (d) où la matrice semble avoir dégueulé sur les terrains ridés. Les blocs, allant de la dizaine de kilomètres à la centaine de mètres, possèdent des structures héritées favorables à la reconstruction des mouvements au sein du chaos (voir figure 1.29). L'élévation des blocs par rapport à la matrice, estimée à partir des ombres portées (f), est d'environ 100 m. Certains blocs présentent même un basculement pouvant résulter d'une déstabilisation par fusion ou délamination de la base des blocs (g).

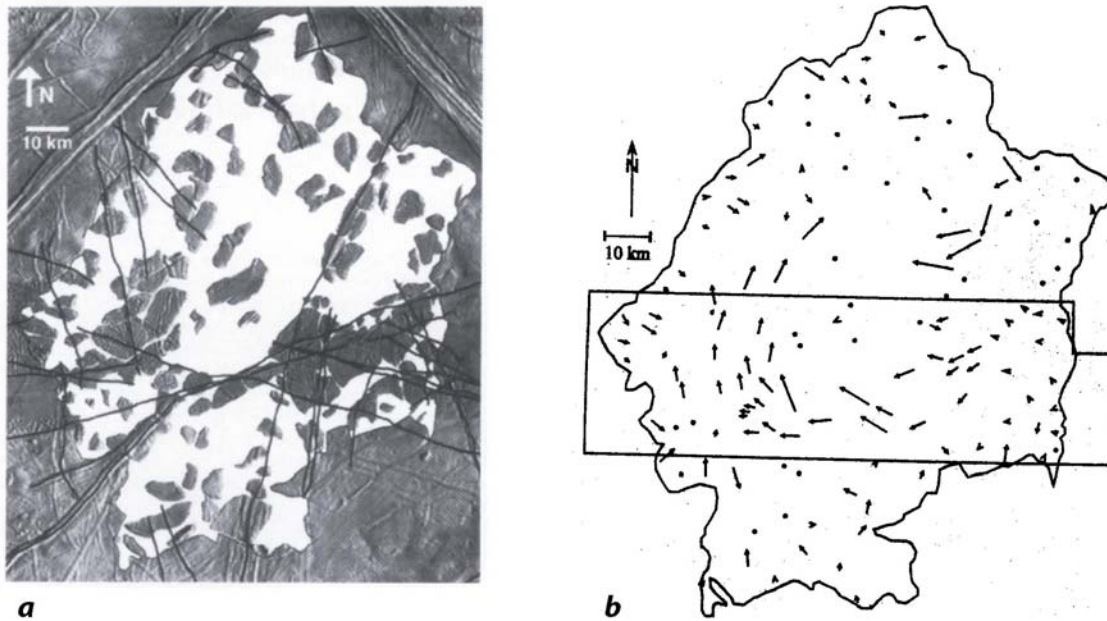


Figure 1.29

(a) Reconstruction de Conamara Chaos effectuée grâce aux rides préexistantes sur les blocs préservés (Spaun et al. 1998). On constate que ~60 % de la surface du chaos a disparu. Soit les blocs se sont désagrégés en petits fragments indiscernables sur les images, soit les blocs ont coulé ou fondu. D'autre part, le déplacement des blocs est globalement horaire (b) et de 2 km en moyenne. Les flèches prennent pour origine le centre des blocs et indiquent leur mouvement déduit par la reconstruction. Le cadre rectangulaire délimite la zone imagée à 54 m/pixel.

5.3. Les structures d'impacts météoritiques

Contrairement à Ganymède et Callisto, on distingue peu de gros impacts primaires de diamètre > 25 km à la surface d'Europe (seuls *Pwyll*, *Mannann'an*, *Taliesin*, *Tegid* et probablement *Tyre* répondent à ce critère). Cependant, la morphologie de l'ensemble des cratères est très variable et passe par tous les intermédiaires depuis le type « pic central » au type « multi-anneaux ».

Les cratères de type « pic central » sont caractérisés par la présence d'un massif subcirculaire au centre d'une cavité délimitée généralement par des bordures relativement abruptes. Cette catégorie de cratère est bien représentée sur les corps telluriques et notamment sur la Lune. Le cratère *Pwyll* en est le meilleur exemple sur Europe (figure 1.30). A la suite de l'impact, la cible (i.e. la surface frappée par le projectile) répond de façon visqueuse et un pic se fige par rebond quasi instantané de la croûte.

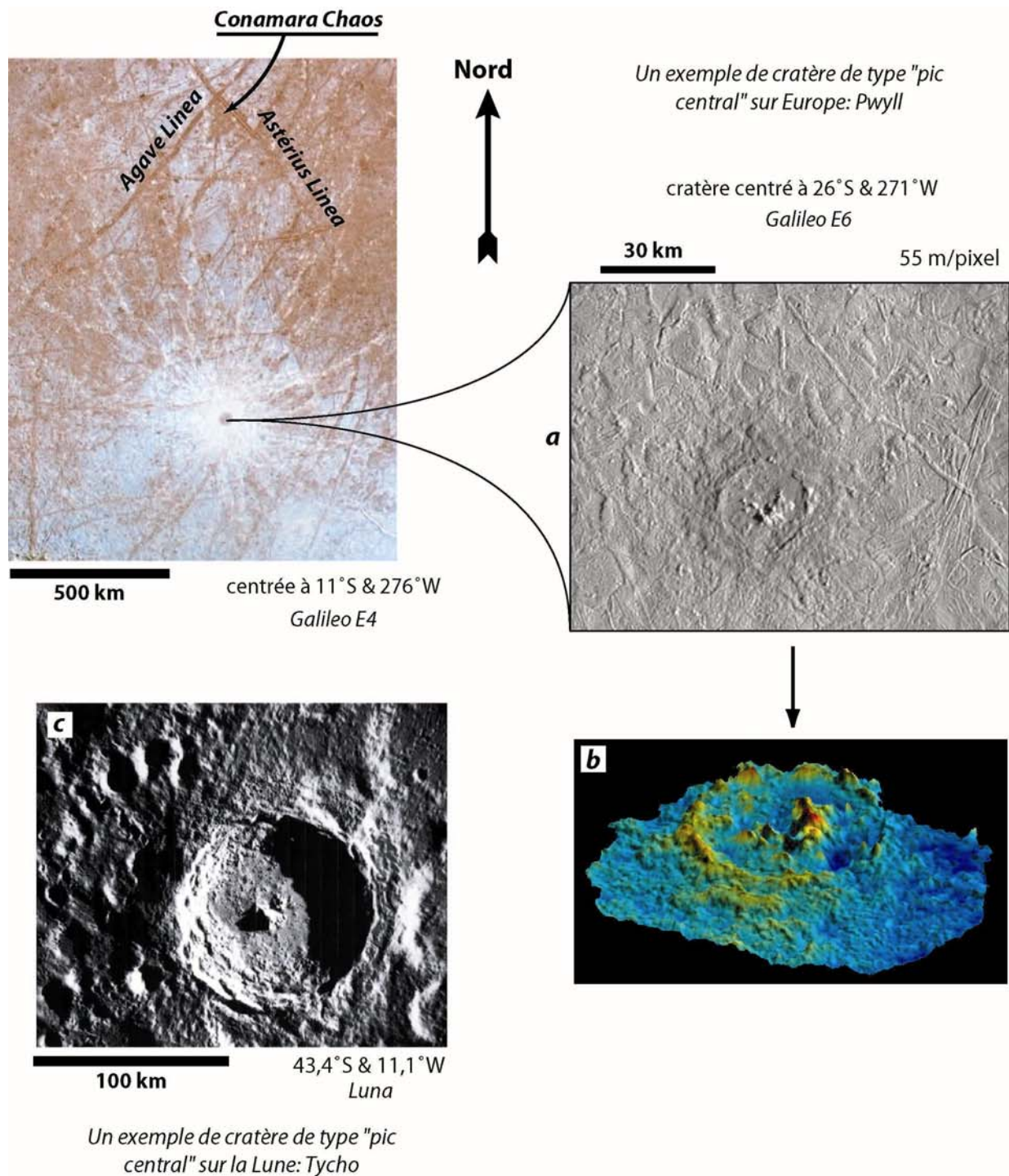
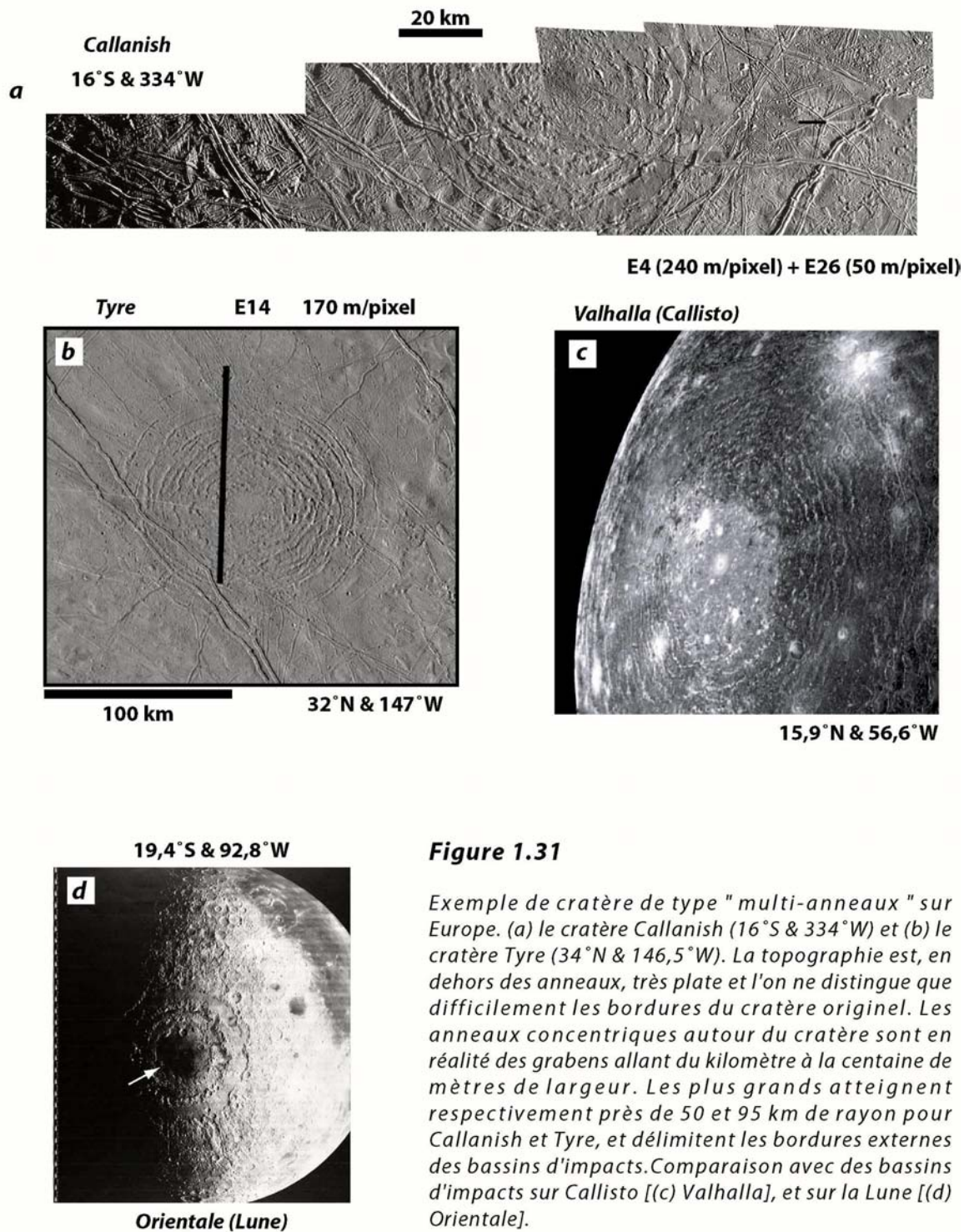


Figure 1.30

Exemple de cratères de type "pic central" sur Europe et comparaison avec des cratères lunaires. (a) Le cratère Pwyll, l'un des plus récents et des mieux préservés sur Europe, imagé à différentes résolutions. Sa cavité a un diamètre de 26 km et ses raies d'éjectas s'étalent sur un rayon de plus de 1000 km. (b) Ce MNT montre, avec un facteur 5 d'exagération verticale, la topographie prononcée de ce type de cratère (bordures escarpées et pic central). (c) Comparaison avec un cratère lunaire, Tycho.

Exemples de cratères de type "multi-anneaux"

**Figure 1.31**

Exemple de cratère de type "multi-anneaux" sur Europe. (a) le cratère Callanish (16°S & 334°W) et (b) le cratère Tyre (34°N & 146,5°W). La topographie est, en dehors des anneaux, très plate et l'on ne distingue que difficilement les bordures du cratère originel. Les anneaux concentriques autour du cratère sont en réalité des grabens allant du kilomètre à la centaine de mètres de largeur. Les plus grands atteignent respectivement près de 50 et 95 km de rayon pour Callanish et Tyre, et délimitent les bordures externes des bassins d'impacts. Comparaison avec des bassins d'impacts sur Callisto [(c) Valhalla], et sur la Lune [(d) Orientale].

Les cratères de type « multi-anneaux » se caractérisent avant tout par la présence d'au moins un à plusieurs anneaux concentriques de type graben répartis à des distances variables autour de la cavité du cratère. Ces anneaux délimitent un bassin qui correspond à la surface de la croûte affectée par l'impact. Deux processus distincts peuvent être à l'origine de la formation

des anneaux (figure 1.31). Dans un premier cas, la croûte de glace est suffisamment fine pour permettre le passage du projectile à travers l'intégralité de la croûte. L'onde de choc se propageant dans l'océan sous-jacent suffirait à produire des grabens concentriques autour du cratère et à reproduire le schéma de fracturation observé en surface en très peu de temps (Melosh & McKinnon 1978). Une seconde hypothèse consiste à considérer que les grabens concentriques s'ouvrent lentement par traction à la base de la lithosphère cassante en réponse au fluage d'une asthénosphère ductile peu visqueuse lors de la relaxation (McKinnon & Melosh 1980, Allemand & Thomas 1991). Dans ce cas de figure, les vitesses de déformation impliquées sont beaucoup plus faibles et les temps d'ouverture des grabens beaucoup plus longs. *Tyre & Callanish* constituent deux exemples remarquables de ce type de cratère sur Europe (figure 1.31). Selon une coupe radiale, les reliefs topographiques sont, en dehors des grabens, quasi inexistantes et les bordures des cratères originels sont très approximatives (Turtle et al. 1999, Moore et al. 1998). Ceci suggère que ces deux cratères sont actuellement totalement relaxés comme dans le cas des larges bassins d'impact de Ganymède (*Gilgamesh*) et de Callisto (*Valhalla*, *Asgard*, *Adlinda*).

5.4. Relations spatiales et temporelles entre les structures

5.4.1. Distribution globale des linéaments

Les grands linéaments (triples rides) furent les premières structures utilisées pour contraindre les modèles de structure interne et de déformation globale du satellite. Dès le début des années 80, la distribution des structures linéaires et leur mise en place ont fait l'objet d'un grand nombre de spéculations. Smith et al. (1979) ont tout d'abord proposés que ces linéaments pouvaient résulter de l'expansion provoquée par le refroidissement et la cristallisation d'un océan primitif. Puis, Helfenstein et Parmentier (1980, 1983) proposèrent qu'une combinaison de contraintes dues à un changement de volume global associé à une distorsion tidale sous l'effet de la récession et de l'excentricité orbitale soit responsable de la fracturation de la croûte en surface et représentative de l'orientation des linéaments. Finnerty et al. (1981) notent cependant que l'intensité des contraintes (quelques dizaines de bars) n'est pas suffisante pour atteindre le seuil de rupture de la lithosphère d'Europe. Ils proposent à leur tour que l'expansion liée à la déshydratation des silicates superposée aux contraintes tidales

permettraient d'atteindre le seuil de rupture et de produire la distribution observée des fractures. Lucchitta et Soderblom (1982) suggèrent quant-à eux l'hypothèse d'une répartition des fractures guidée par la réaction de la lithosphère à la suite d'un énorme impact météoritique.

Les interactions gravitationnelles avec Io et Ganymède imposent une excentricité d'environ 1% de l'orbite d'Europe. Ainsi, lors d'une révolution autour de Jupiter, les forces de marées tendent à accélérer le mouvement d'Europe à des vitesses légèrement supérieures à celles de la rotation synchrone au périjove, sauf si une asymétrie de masse suffisante contrebalance cette accélération (Goldreich 1966, Greenberg et Weidenschilling 1984, Ojakangas et Stevenson 1989b). Dans le cas d'Europe, on peut s'attendre à ce que le manteau silicaté maintienne une asymétrie de masse permanente suffisante pour bloquer Europe en rotation synchrone. Toutefois, un découplage entre les silicates et la surface (e.g. un océan liquide sous la couche de glace) pourrait permettre la rotation non synchrone et donc la rotation relative du champ de contrainte à longue période. Greenberg et Weidenschilling (1984) attribuent cette rotation non synchrone au retour à l'équilibre hydrostatique par fluage du renflement équatorial induit par les forces de marées. Ojakangas et Stevenson (1989b) proposent quant-à eux que la rotation non synchrone soit le fruit d'un ajustement thermique lié à la variation d'épaisseur de glace en fonction des vitesses de déformation de marées en longitude et en latitude.

De nombreux auteurs ont cherché à mettre en lumière cette rotation par diverses méthodes. A partir des images *Voyager*, Helfenstein et Parmentier (1985), McEwen (1986b) et Leith et McKinnon (1996) concluent que la distribution des grands linéaments sombres a pu résulter d'une modification des contraintes par rotation non synchrone de 25° vers l'est. L'analyse stratigraphique des données *Galileo* renforce cette hypothèse (Geissler et al. 1998b) et la présence d'une zone en extension (bandes sombres en pull-apart) à 10°W du point antijovien est compatible avec un renflement produit par une possible rotation non synchrone vers l'est (Pappalardo et al. 1999).

Hoppa et al. (1999a) ont comparé la position de structures remarquables à la fois sur les images *Voyager 2* et *Galileo* par rapport à la tranche illuminée d'Europe. Leurs travaux ne montrent pas de déplacements significatifs lors des 17 ans qui séparent les deux missions. Une limite inférieure de la période de rotation non synchrone peut donc être fixée à 12000 ans. La limite supérieure de 250000 ans est estimée en considérant que l'évolution des rides cycloïdes soit contrôlée par la rotation non synchrone et qu'elles soient les seules structures

responsables du renouvellement de la surface dans des régions riches en rides cycloïdes (voir la section 5.1.3).

5.4.2. Distribution globale des dômes, *lenticulae* et chaos

Les premières images de la surface d'Europe firent apparaître, à basse résolution, des terrains relativement sombres et d'aspect rugueux autour de la bande équatoriale (figure 1.27j) constituant une entité géologique singulière qualifiée de « Mottled Terrains » (Lucchitta et Soderblom 1982). L'acquisition d'images de moyenne et haute résolution par *Galileo* a permis de corréliser les textures des « Mottled Terrains » avec l'existence d'une densité importante de structures chaotiques, de dômes et de *lenticulae* (Carr et al. 1998). Outre le fait que ces structures semblent associées dans l'espace, de nombreuses *lenticulae* renferment des textures typiques des *chaos* et micro-*chaos* suggérant une origine commune mais à des échelles différentes (Head et al. 1997, Pappalardo et al. 1998, Spaun et al. 1999).

La répartition des dômes, des *lenticulae* et des chaos a fait l'objet de travaux dans le but d'expliquer leur origine. Spaun et al. (2002) ont mesuré les distances caractéristiques centre à centre des dômes, *lenticulae* et micro-chaos dans différentes régions d'Europe et sur des images de haute et moyenne résolution et ont reporté leurs résultats sur l'histogramme de la figure 1.32. Il en ressort que l'espace caractéristique moyen entre ces structures de petite échelle est de l'ordre de 10 à 40 km. Ces mesures récentes sont plus élevées que celles faites auparavant dans la région de *Conamara Chaos* (de 5 à 20 km selon Pappalardo et al. 1998 et Spaun et al. 1999).

Toutefois Riley et al. (2000) ont mené une étude systématique sur des images de moyenne résolution totalisant ~9% de la surface d'Europe. Ils montrent que la proportion de zone chaotique atteint ~30% de la surface considérée. Les surfaces dont la classification était difficile pour des problèmes d'angle de vue ou de résolution ont été négligées et cette estimation représente donc une limite inférieure (Hoppa et al. 2001b). Une des conclusions de leurs travaux est qu'il n'existe pas de distance caractéristique entre les structures chaotiques (incluant les *lenticulae* et les dômes). De plus, des surfaces importantes de *chaos* anciens sont « rechaotisées » par des événements plus récents. Il apparaît ainsi que les zones chaotiques ne seraient pas issues d'un processus si récent que ce qui semblait largement accepté avant cette étude. Ce point est discuté dans le paragraphe qui suit.

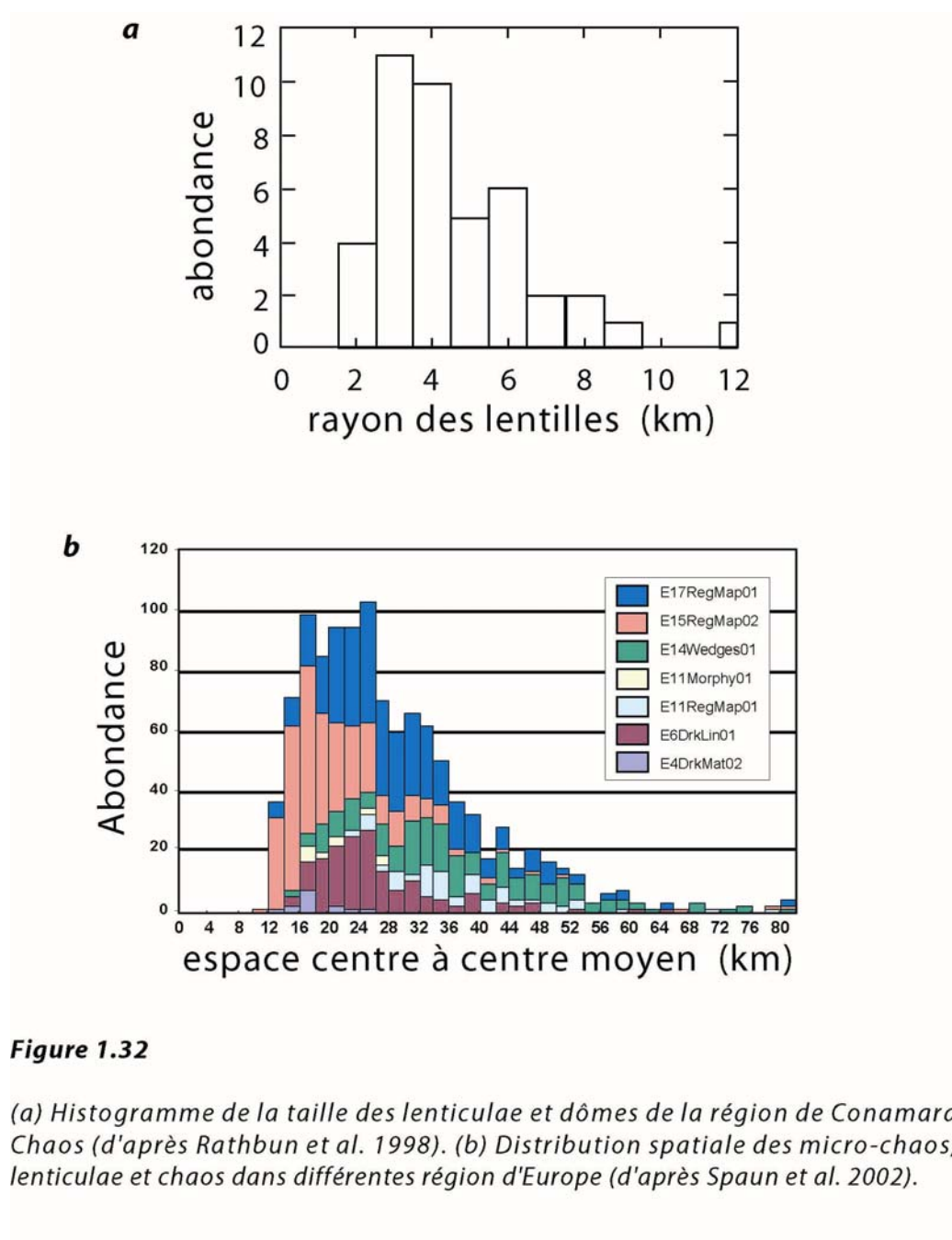


Figure 1.32

(a) Histogramme de la taille des lenticulae et dômes de la région de Conamara Chaos (d'après Rathbun et al. 1998). (b) Distribution spatiale des micro-chaos, lenticulae et chaos dans différentes régions d'Europe (d'après Spaun et al. 2002).

5.4.3. Relations stratigraphiques entre les structures linéaires et ponctuelles

L'analyse des relations stratigraphiques entre les différentes structures peut apporter de précieux enseignements quant à l'évolution de la dynamique de la croûte de glace. Les nombreuses structures ponctuelles d'origine endogène détectées dans la région de *Conamara Chaos* recoupent la plupart du temps des systèmes de rides, qu'elles soient doubles ou triples. De même, les bandes sombres de la région antijovienne, pourtant apparemment jeunes, ne semblent pas épargnées par ces perturbations ponctuelles. En fait, seules quelques fractures jeunes et peu développées traversent exceptionnellement *Conamara* et les dômes ou

lenticulae à proximité. Cette singularité stratigraphique en fait des structures contemporaines parmi les plus récentes de la surface d'Europe (e.g. Pappalardo et al. 1998, Prockter et al. 1999b). Néanmoins, l'analyse de Riley et al. (2000) réalisée sur une surface plus importante et dans différentes régions d'Europe (voir le paragraphe précédent) met en évidence des *chaos* anciens recoupés par de nombreuses structures tectoniques aussi bien linéaires que ponctuelles. Sur la base de ces observations, ils remettent en cause l'apparente jeunesse des processus aboutissant à la formation de structures chaotiques qui ne s'appuyait que sur l'analyse de la région de *Conamara Chaos*.

En ce qui concerne les structures linéaires, il ne semble pas exister de relation stratigraphique générale. Les rides se recoupent et sont recoupées par d'autres structures. A l'échelle régionale, l'analyse stratigraphique se révèle intéressante dans la mesure où elle permet la reconstitution des événements tectoniques (voir la figure 1.26).

Nous avons vu au cours de cette section que la surface d'Europe est le résultat d'un enchevêtrement complexe de structures de morphologies et de géométries très variées. On peut toutefois les classer globalement en trois grandes familles : **1)** les structures linéaires, **2)** les structures ponctuelles d'origine endogène et **3)** les structures résultant d'impacts météoritiques. Les observations réalisées à diverses échelles sur ces trois grandes catégories de structures ont permis d'en proposer différents modèles de formation et d'évolution. La section suivante dresse un constat non exhaustif des nombreuses interprétations des mesures et des observations relevées à ce jour dans la littérature.

6. Interprétations des structures et discussion des processus géologiques impliqués

Après avoir dressé un portrait succinct des principales structures géologiques d'Europe, nous allons passer en revue les interprétations qui en sont faites jusqu'à présent et confronter les différents modèles en présentant leurs avantages et leurs inconvénients. Comme nous venons de le voir au cours de la section précédente, les structures peuvent être regroupées en trois catégories. Nous verrons donc en premier lieu les modèles de construction des structures linéaires (rides et bandes sombres), avant de nous pencher sur les structures ponctuelles (structures cryovolcaniques, *chaos* et *lenticulae*). Un dernier paragraphe sera consacré à un récapitulatif des implications que présentent les différents modèles sur la structure et la dynamique de la croûte de glace.

6.1. Interprétations sur les processus de formation des structures linéaires

Les structures linéaires sont de loin les plus répandues à la surface d'Europe. On les retrouve à toutes les échelles depuis les larges bandes sombres (voir la section 5.1.4) et les longues triples rides (voir la section 5.1.2) à basse résolution jusqu'à des petites rides doubles (voir la section 5.1.1), simples ou même des fractures fines et étroites à haute résolution. L'ensemble de ces structures déjà décrites dans la section précédente a fait l'objet de nombreuses interprétations qui sont exposées dans les paragraphes suivants.

6.1.1. Modèles de formation des rides

Cinq modèles différents de formation des rides ont été proposés sur la base de leur morphologie observée à haute résolution par *Galileo*, mais aucun d'eux ne rend compte de toutes les caractéristiques des rides détaillées dans la section 5.1. **A**, les rides représentent des empilements linéaires de débris déposés en surface par un volcanisme fissural de type explosif le long des fractures. **B**, Les rides représentent des empilements linéaires de débris créés par des contraintes latérales ouvrant et fermant périodiquement les fractures, évacuant ainsi du matériel sous forme de blocs de glace et d'eau vers la surface. **C**, Les rides représentent du matériel préexistant qui a été recouvert par du matériel endogène. **D**, Les rides sont le résultat de déformations du matériel superficiel préexistant soumis à des contraintes compressives latérales qui mettent en mouvement le matériel à faible profondeur. **E**, Les rides représentent du matériel de surface préexistant recouvert par un mélange provenant de la fusion le long de la fracture à faible profondeur.

A- Modèle volcanique (Kadel et al. 1998) :

Les doubles rides représentent, selon ce modèle, des accumulations de débris cryovolcaniques déposés lors d'éruptions gazeuses au niveau des fissures. La vapeur d'eau et d'autres volatiles en solution parviennent en surface et forment des empilements résiduels de chaque côté de la fracture centrale (figure 1.33a). Cette idée provient de l'interprétation des triples bandes et de la répartition irrégulière des dépôts sombres sur *Rhadamanthys Linea* (voir la figure 1.23, Belton et al. 1996, Fagents et al. 1997, 1999, Greeley et al. 1998a). Toutefois, la régularité et la taille des rides doivent rendre compte de phénomènes éruptifs

compatibles sur le plan de la puissance et de la production volumique et ceci sur plusieurs centaines de kilomètres parfois.

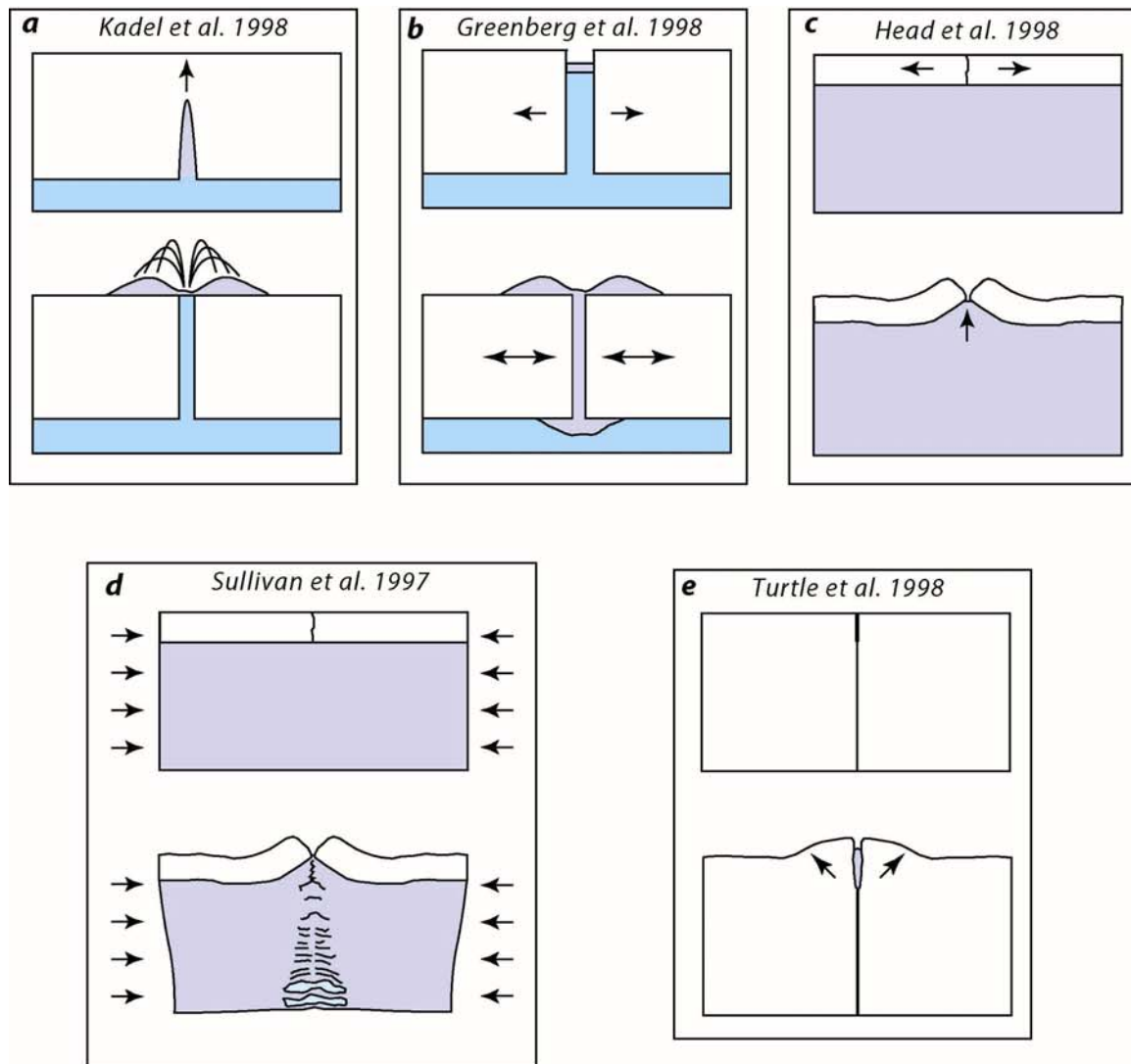


Figure 1.33

(a) modèle cryovolcanique de formation des rides (d'après Kadel et al. 1998). Des poches de liquides et de gaz fissurent la croûte de glace. Les débris éjectés lors des explosions s'accumulent pour former les flancs des rides. (b) Modèle de formation des rides par tectonique tidale (d'après Greenberg et al. 1998). Le champ de contrainte lié à la rotation orbitale d'Europe génère de l'extension et favorise l'équilibrage du niveau de la couche liquide sous-jacente dans les fissures créées. La croûte néoformée en surface est ensuite comprimée lors de l'inversion des contraintes et migre vers la surface et la base de la croûte. Ce processus cyclique se répète à chaque orbite. (c) Modèle diapirique de formation des rides (d'après Head et al. 1998). La glace, ductile en profondeur, remonte le long des fissures de la partie fragile de la croûte. La pression verticale exercée relève la croûte superficielle et forme les lèvres des rides. (d) Modèle compressif de formation des rides (d'après Sullivan et al. 1997). La glace ductile en profondeur subit une compression. La traction exercée sur la croûte superficielle à l'interface fragile/ductile crée les lèvres des rides au niveau des fractures préexistantes. (e) Modèle de formation des rides par injections successives de liquides (d'après Turtle et al. 1998). Du liquide est injecté le long des fractures de la croûte et s'accumule à proximité de la surface. La présence de liquide et la pression du réservoir induisent des déformations qui construisent la ride.

B- Modèle de claquement tidal (Greenberg et al. 1998) :

Les rides sont ici aussi des empilements de débris linéaires accumulés le long d'une fracture centrale qui s'ouvre et se ferme en réponse aux variations diurnes du champ de contraintes, pompant ainsi des débris de glace vers la surface à chaque cycle (figure 1.33b). Cette idée a germé des multiples travaux effectués sur la rotation non synchrone depuis le début des années 80 et la répartition des contraintes diurnes, et dont le but est d'expliquer le schéma global de la fracturation (Geissler et al. 1998b, Greenberg et al. 1998). Ces auteurs supposent la présence d'un océan liquide sous une fine croûte de glace et proposent que les variations diurnes des contraintes globales remontent du matériel fraîchement gelé pour construire une ride. Le réajustement isostatique produit alors une racine à la base de la croûte glacée. La flexure occasionnée sous l'effet de la charge causée par les débris induit l'apparition de fractures et de dépressions marginales subparallèles à l'axe de la ride (Tufts et al. 1998 et Greenberg et al. 1998).

Ces effets sont plus étalés autour des triples bandes où les unités sombres de chaque côté semblent avoir été assez fluide (voir figure 1.22 et 1.23). Des extrusions partielles pourraient se produire au sein de la fracture permettant ainsi de maintenir ouverte la fracture durant plusieurs cycles tidaux. Ce modèle, établie initialement dans le cadre de la tectonique globale, nécessite des améliorations dans le but d'expliquer la profusion des rides à diverses échelles et les relations stratigraphiques observées à très haute résolution. Des travaux restent à faire pour développer un modèle physique d'ascension d'eau liquide ou partiellement fondue le long de conduits plans très fins, à travers plusieurs kilomètres de croûte glacée et tout cela à un rythme très rapide de 3,55 jours.

Hoppa et al. (1999b, 2001b) se sont largement inspirés du modèle de Greenberg et al. (1998) pour construire un modèle original d'initiation et d'évolution des rides cycloïdes (*flexi*) dans le temps et dans l'espace. Leur modèle, adapté à un type particulier de rides, mérite à ce titre de figurer dans ce paragraphe. Ils considèrent une coquille de glace élastique reposant sur un océan global et une amplitude des marées de 30 m sur une période de rotation diurne de 85 heures (~3,55 jours). L'orientation des rides dépend principalement du champ de contraintes et non des propriétés du matériau. A l'inverse, l'initiation de l'ouverture de ces structures dépend essentiellement des propriétés du matériau et de l'intensité des contraintes. La contrainte élastique nécessaire pour produire la rupture d'une croûte de glace reposant sur un océan liquide soumise aux déformations tidales d'Europe est, selon Greenberg et al. (1998),

proportionnelle à $\mu(1+\nu)/(5+\nu)$, où μ est le module de cisaillement ($\sim 3,5$ GPa) et ν le ratio de Poisson ($\sim 0,33$). Hoppa et al. (2001b) estiment, d'après la courbure et la longueur des arcs des rides, des contraintes d'initiation en tension de l'ordre de 50 kPa, c'est à dire des contraintes du même ordre de grandeur que les contraintes maximales en tension déduites des cartes du champ de contraintes diurne produites à partir du modèle de Greenberg et Weidenschilling (1984). Chaque arc de cercle correspond selon ce modèle à une rotation diurne (figure 1.24b). La position des rides cycloïdes ne correspond cependant pas toujours à ce champ de contraintes diurne. Hoppa et al. (1999b, 2001b) suggèrent ainsi qu'une rotation non synchrone décale le champ de contrainte diurne et contrôle dès lors l'emplacement des zones d'initiation des rides cycloïdes (voir la section 5.1.3.). La reconstitution des séquences stratigraphiques permet de déterminer une séquence temporelle d'apparition des fractures qui formeront par la suite les *flexi*. L'étude de quatre *flexi* de la région d'*Astypalaea Linea* dans l'hémisphère sud montre qu'elles ne sont pas toutes apparues au cours d'une même période de rotation non synchrone. En supposant que, sur la région étudiée, seules une à deux fractures d'échelle crustale s'initient à chaque période de rotation non synchrone, environ 50 nouvelles structures de ce type apparaissent à la surface d'Europe en 180° de rotation non synchrone. Pour une largeur moyenne des rides de ~ 2 km, il faudrait donc au moins 420 fractures pour renouveler intégralement la zone étudiée, soit 210 cycles de rotation non synchrone. Les auteurs estiment ainsi une période de rotation non synchrone entre 48000 et 240000 ans, respectivement pour un âge de la surface de 10 à 50 Ma. Une estimation précédente de Hoppa et al. (1999a) donnait, par comparaison de la position des structures par rapport au terminator (bordure illuminée du satellite) entre les données *Galileo* et les données *Voyager* (17 ans auparavant), une période de rotation non synchrone > 12000 ans. Le temps de formation d'une ride de dimensions classiques (~ 100 m de haut pour ~ 2 km de large) a également pu être estimé entre 2500 et 50000 ans. Ces résultats sont en accord avec la valeur maximale de 30000 ans déterminée par Greenberg et al. (1998) d'après le modèle de « claquement tidal ».

Hoppa et al. (1999c) proposent en outre un scénario pour la construction des nombreux décrochements observés à diverses échelles. La modification du champ de contrainte en surface au cours d'une orbite est compatible avec la cinématique des grandes structures décro-
extensives (figure 1.34). En effet, une phase compressive suivie d'un mouvement senestre provoquera un déplacement globalement senestre, mais une phase logique d'extension suit et, progressivement, le mouvement devient dextre. Le contexte extensif au moment du mouvement dextre favorise un décalage vers la droite que l'on peut mettre en évidence sur les images grâce aux structures préexistantes qui servent alors de marqueurs (e.g. *Astypalaea*

Linea). Finalement le déplacement total au cours d'une orbite est fonction du mouvement suivant la phase extensive et l'on pourra tout aussi bien trouver des décrochements senestres dans les secteurs soumis à un champ de contraintes différent.

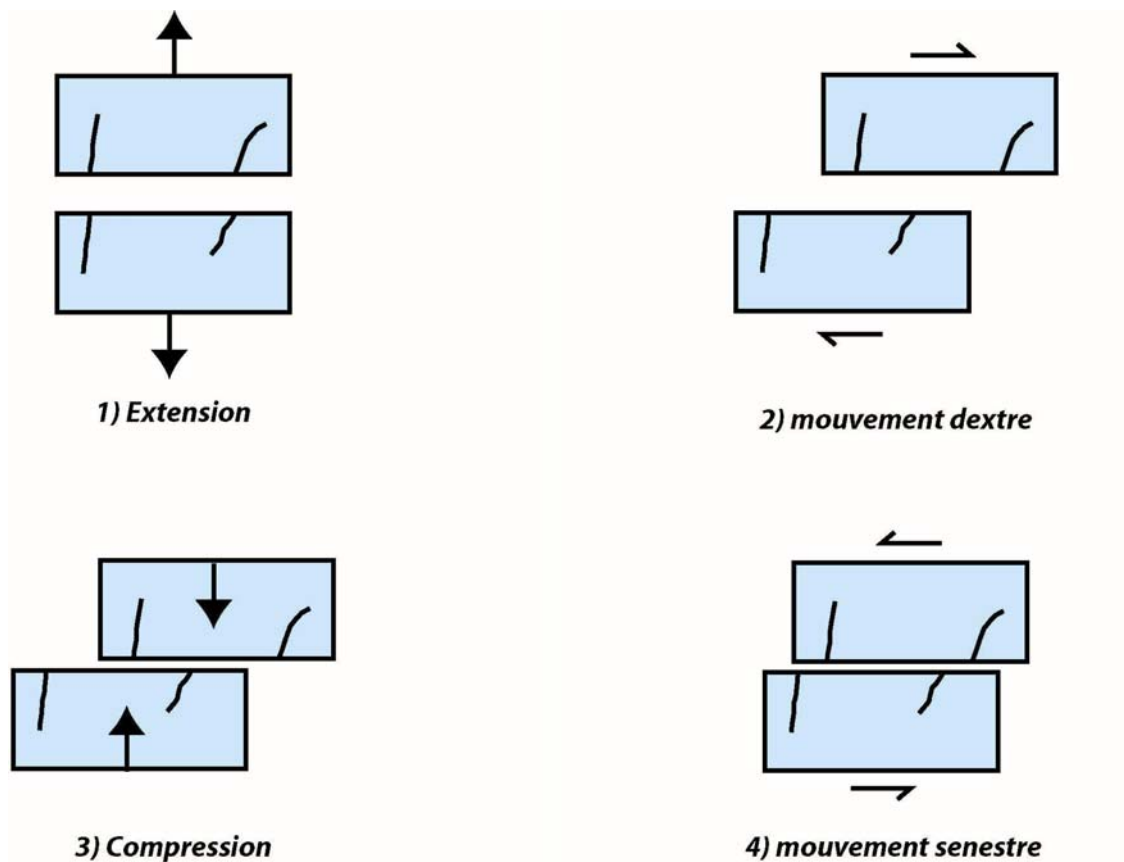


Figure 1.34

Processus de propagation incrémentale des décrochements proposé par Hoppa et al. 1999c. Au cours d'une rotation orbitale, le champs de contraintes en un point de la surface passe successivement par les quatre phases notées ci-dessus. Le glissement le long d'un plan de faille est rendu possible après la phase d'extension, mais est plus limité à la suite de la phase de compression. On obtient donc au fil des rotations d'Europe des décrochements de nature senestre ou dextre selon la phase post-extension.

C- Modèle de diapirisme (Head et al. 1997, 1998) :

Ce modèle explique que la présence des doubles rides est la conséquence d'un diapirisme linéaire. Il s'agit là d'une adaptation du modèle de formation des dômes et points chauds proposé par Head et al. (1997) et Pappalardo et al. (1998) (voir la section 6.2.2.). Le diapir remonte passivement par différence de densité le long des fractures de la lithosphère cassante. La surface préexistante est déformée et soulevée par le diapir. La flexure produite et

le dépôt de matériel diapirique dans la dépression marginale aboutissent à l'apparition de fractures périphériques parallèles à l'axe de la ride (figure 1.33c). L'observation à haute résolution de rides préexistantes sur les flancs des rides doubles vient corroborer l'idée de déformation de la surface préexistante. Sullivan et al. (1997) soulignent par ailleurs que les débris accumulés sur les flancs inférieurs semblent dissimuler des structures appartenant à une surface plus ancienne.

D- Modèle compressif (Sullivan et al. 1997) :

Les rides se forment lorsque deux plaques opposées convergent. Les contraintes compressives déforment plus facilement le matériel chaud en profondeur que la glace en surface. Les plaques de surface sont donc relevées sous l'effet de la déformation du matériel ductile profond et les mouvements occasionnés ouvrent des fractures marginales superficielles (figure 1.33d). Ce modèle pourrait apporter la compression nécessaire pour compenser l'extension observée au niveau des bandes en pull-apart (voir la section 5.4.1), mais ceci est évidemment impossible à vérifier et suppose que toutes les rides se comportent de la sorte. Hormis la source des contraintes, les modèles de Head et al. et de Sullivan et al. diffèrent par l'explication de la dépression marginale et des fractures associées. Des images récentes de haute résolution attestent de l'action de l'érosion et de l'accumulation des débris en bas de pentes et dans les cuvettes topographiques. Ceci complique évidemment la reconstruction des surfaces initiales et donc l'évaluation des processus à l'origine de la formation des rides.

E- Modèle d'ouverture par injection incrémentale de liquide (Turtle et al. 1998) :

Les rides se forment par apport de glace en fusion qui remonte le long d'un conduit vertical peu profond. Les injections successives exercent une pression qui relève la surface et participe à la construction des rides (figure 1.33e). Une analyse aux éléments finis a montré que la hauteur des rides correspondait à la quantité de matériel intrudé dans la fracture. Finalement, ce modèle est proche de ceux de Kadel et al. (modèle de volcanisme) ou de Greenberg et al. (tectonique tidale) dans la mesure où une source de matériel liquide est envisagée à faible profondeur, au moins le long de la ride. De plus, ces injections peuvent être contrôlées par les effets de marée. Des éléments du modèle diapirique sont également incorporés : les flancs se relèvent pour former la ride.

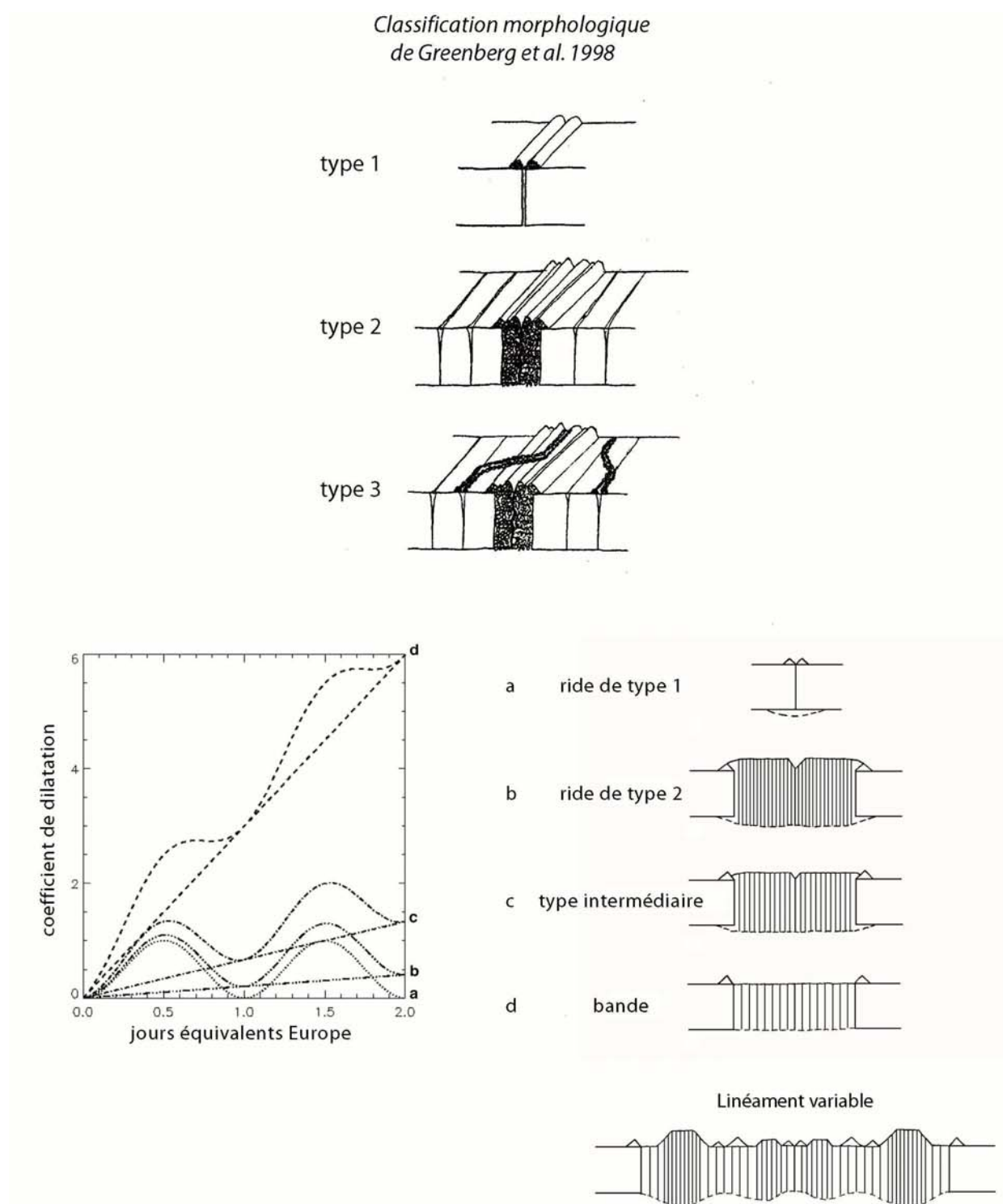
F- Discussion ou « vers une séquence unique de formation des rides ? » :

<i>Modèle</i>	<i>Nature du matériel de subsurface</i>	<i>Matériel de la ride</i>	<i>Origine des contraintes</i>
A. Kadel et al. 98	Plutôt liquide	Débris accumulés	Eruptions explosives
B. Greenberg et al. 98	Liquide	Débris accumulés	Forces de marée
C. Head et al. 97, 98	Glace ductile	Surface préexistante	Diapir de glace
D. Sullivan et al. 97	Glace ductile	Surface préexistante	Convergence
E. Turtle et al. 98	Liquide et solide	Intrusions et surface préexistante	Intrusions liquides

Table 1.3 Tableau récapitulatif des différents modèles de formation des rides.

Les cinq modèles de formation des rides aboutissent à des implications différentes sur la nature du matériel de subsurface : a-t-on de l'eau liquide ou de la glace « chaude » ductile au moment de la construction des rides ? Le modèle A évoque l'accumulation de matériel extrudé de manière explosive le long de la fracture. Le modèle E évoque quant-à lui l'addition de liquide dans des fractures peu profondes, impliquant la présence de liquide à proximité de la surface, bien que des recharges périodiques temporaires soient plus probables. Le modèle B propose l'accumulation d'une pile de débris éjectés sous l'influence des marées, nécessitant la présence d'un océan liquide à quelques kilomètres sous la croûte glacée. Les modèles C et D proposent que les terrains préexistants soient soulevés pour former les flancs des rides en réponse à du diapirisme ou à de la compression. Ces deux processus nécessitent une déformation ductile du matériel de subsurface en réponse à des contraintes associées à la remontée de matériel jusqu'en surface (que ce soit à l'aplomb des rides ou ailleurs à la surface d'Europe). Ces modèles ne nécessitent pas directement la présence de liquide en subsurface lors de la formation des rides, il faut cependant un gradient de température suffisamment élevé pour autoriser la déformation ductile de la glace à quelques kilomètres de profondeur, voire moins.

Une classification morphologique puis un modèle de dilatation des rides (Greenberg et al. 1998, Tufts et al. 2000) ont permis de relier ces différents types en une unique séquence génétique (figure 1.35). En outre, une analyse multi-spectrale dans l'infra-rouge des linéaments confirme cette tendance (Geissler et al. 1998a). Après construction d'une double ride, la croûte subit une surcharge qui l'amène à se relaxer et ainsi à écarter progressivement les deux flancs de la ride. L'espace créé permet la construction d'une autre ride. Ce modèle

**Figure 1.35**

L'analyse morphologique des différentes structures linéaires a permis d'en établir une classification (Greenberg et al. 1998). Ces différentes catégories peuvent être interprétées selon une séquence unique d'événements. Après initiation d'une fracture dans la croûte, une double ride se forme et évolue lentement en triple ride au cours des rotations successives d'Europe autour de Jupiter. Le stade ultime est représenté par les bandes cunéiformes larges et peu élevées (voir la section 5.1.4). L'élargissement progressif des rides au cours du temps peut être calé sur la période de rotation d'Europe et faire apparaître une évolution du taux de dilatation en fonction des classes de rides (Tufts et al. 2000).

propose ainsi le passage d'une fracture à une double ride, puis à une triple ride de plus en plus complexe et enfin à une bande plus large, peu élevée et constituée de matériel sombre finement strié.

Pour conclure, rappelons que tous les modèles résumés dans la table 1.3 ne reflètent les propriétés de subsurface qu'au moment de la formation des rides ou lors de leurs modifications mais pas forcément l'état de la croûte au moment de l'acquisition des images. Et il est à noter que la présence de rides ne permet en aucun cas de conclure quant à l'existence d'eau liquide en profondeur, mais tous les modèles s'accordent à proposer des gradients thermiques assez élevés. De plus, des indices morphologiques et spectraux amènent à penser que la construction des structures linéaires s'inscrit dans un continuum dont les bandes sombres plus larges pourraient représenter le stade ultime.

6.1.2. Origine et conditions d'ouverture des bandes sombres

La texture, la géométrie, la morphologie et la cinématique de ces structures en pull-apart montrent qu'il ne peut s'agir de dépôts synchrones ou postérieurs à leur ouverture comme c'est le cas au sein des bassins en pull-apart terrestres (remplissage sédimentaire). En revanche, nous verrons qu'un modèle impliquant la remontée et l'infiltration, à travers une croûte superficielle cassante, de matériel mobile de faible viscosité le long du système central de rides rend mieux compte des observations. Nous allons donc démontrer que ces structures mettent donc en évidence la présence de matériel « chaud » et mobile voire liquide à faible profondeur au moment de leur formation.

A basse résolution, on peut comparer les bandes cunéiformes et notamment la région proche du point antijovien à des analogues terrestres tels que la séparation des plaques de banquise dans les mers arctiques et antarctiques (Pappalardo et Coon 1996, Greeley et al. 1998b), ou mieux encore, tels que les OSC (Ocean Spreading Centre) des rides médio-océaniques (Sullivan et al. 1998) ou au niveau des rifts (Prockter et al. 1999a). A haute résolution, on retrouve en effet toutes les caractéristiques des zones d'extension crustale : des ouvertures en pull-apart s'effectuant par intrusions et/ou extrusions successives selon une symétrie bilatérale de part et d'autre d'une dépression centrale correspondant à la suture des deux plaques (voir la figure 1.26).

Si ces modèles sont exacts, il est possible d'en déduire des informations relatives aux propriétés rhéologiques et thermiques de la lithosphère d'Europe.

L'ouverture et la mise en place de croûte nouvelle suggèrent un matériel sous-jacent permettant le décollement. Ce matériel peut cependant autant être liquide (eau ou saumures) que solide (glace ductile « chaude ») (Schenk et McKinnon 1989, Golombek et Banerdt 1990, Pappalardo et Sullivan 1996).

Dans le cas d'une couche de décollement ductile, il est nécessaire d'évaluer la capacité de découplage à l'interface avec une couche superficielle dans laquelle vont se différencier les plaques (lithosphère). Golombek et Banerdt (1990) ont appliqué une méthode basée sur la capacité de rupture de la croûte pour estimer la profondeur de décollement et le gradient thermique associés à l'ouverture des bandes cunéiformes de la région antijovienne. Ils introduisent la loi de friction de Beeman et al. (1988) et la valeur maximale de la résistance en tension ($\sigma_{tension}$) mesurée par Hawkes et Mellor (1972) dans le critère de rupture de Griffith (voir l'annexe A). La profondeur maximale de décollement est ainsi calculée par :

$$Z_{\max} = \frac{3\sigma_{tension}}{\rho g(1-\lambda)} \quad \text{éq.(1.1)}$$

où λ est le rapport de la pression des fluides sur la pression lithostatique. En superposant des courbes de fluage pour des vitesses de déformation de 10^{-15} s^{-1} et la loi rhéologique de Kirby et al. (1985), ils déduisent une profondeur de décollement comprise entre 3 et 6 km et des gradients thermiques correspondants de 7 à 3 K.km⁻¹ au moment de l'ouverture des bandes. Avec ces gradients thermiques, la température à la transition ductile-cassant n'atteint qu'environ 120 K. La présence d'eau liquide y est donc peu probable. Ces résultats sont applicables à ce type de structure dans la mesure où la rupture en tension semble la plus cohérente vis à vis des observations (voir la figure 1.26), cependant, il devient plus délicat de les appliquer aux bandes montrant d'importantes composantes décrochantes (e.g. *Astypalaea Linea*) car la résistance est dès lors principalement contrôlée par la friction de la glace (sans cohésion dans les cas extrêmes, Beeman et al. 1988).

Les travaux de Golombek et Banerdt (1990) ne font toutefois pas état de l'influence de la convection sur l'ouverture des bandes cunéiformes. Ils considèrent une évacuation purement conductive de la chaleur à travers la croûte de glace et interprètent la zone de découplage comme étant une transition entre la croûte glacée reposant directement sur les silicates.

Des travaux plus récents et plus « généralistes » (i.e. basés sur différents types de structures) reprennent ce genre d'approche en y incluant les hypothèses convectives et de nouvelles lois

rhéologiques dépendantes de la taille des grains (Ruiz et Tejero 2000, Pappalardo et al. 1999). L'enveloppe de résistance à la rupture de la croûte glacée est, dans un premier temps, évaluée pour des contextes tectoniques compressifs et extensifs. La superposition de courbes de résistance au fluage permet alors de représenter des profils rhéologiques de la croûte de glace pour différents flux thermiques, températures de surface, tailles de grains et vitesses de déformation. Ruiz et Tejero (1999, 2000) comparent alors les flux obtenus à la transition ductile-cassant (de l'ordre de 60 à 250 mW.m⁻² selon la valeur des paramètres considérés) avec les flux théoriques provenant d'une éventuelle couche convective isotherme (valeurs fonction du taux de chauffage tidal volumétrique et de l'épaisseur de la couche isotherme). Dans le cas le plus extrême (i.e. les limites rhéologiques et thermiques sont confondues), ils estiment un flux maximal :

$$q_{\max} = \frac{k_0}{h} \ln\left(\frac{T_h}{T_s}\right) \quad \text{éq.(1.2)}$$

où $k_0=567 \text{ W.m}^{-1}$, h et T_h sont respectivement la profondeur et la température associées à la transition (base du couvercle thermique = transition ductile-cassant) et T_s est la température de surface. La figure 1.36 représente le flux calculé en fonction de la profondeur de la transition ductile-cassant pour $T_s=100$ et 130 K.

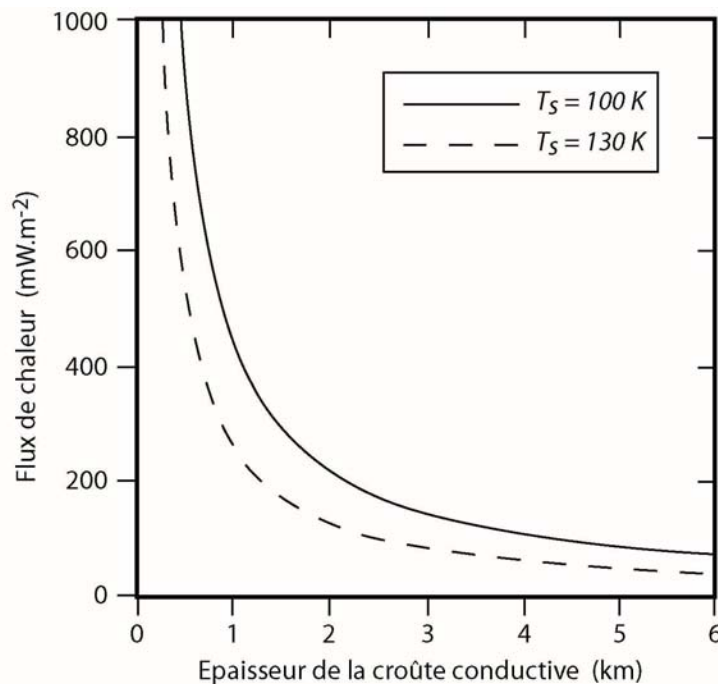


Figure 1.36

Flux de chaleur calculé à partir de l'équation (1.2) en fonction de l'épaisseur de croûte conductive pour deux températures de surface de 100 K (trait plein) et de 130 K (pointillés) (d'après Ruiz et Tejero 2000). Ces flux sont calculés selon l'hypothèse que la transition rhéologique ductile-cassant correspond à la limite entre la croûte conductive et la croûte convective.

Un problème majeur reste en suspens : la prise en compte d'une croûte préfracturée périodiquement soumise à une déformation devrait affecter de façon significative les propriétés thermiques de la croûte glacée. La dissipation de chaleur générée par la composante visqueuse de la glace lors de la friction le long des fractures et accidents tectoniques pourrait permettre localement la fusion de la croûte et dans un même temps localiser l'évacuation de la chaleur.

En conclusion, nous avons vu dans ce paragraphe que l'ouverture des bandes sombres fait intervenir des mécanismes extensifs. Cette extension se matérialise par : **1)** une rupture nette des compartiments sans basculements de blocs, **2)** un remplissage par du matériel sous-jacent peu visqueux mais dont l'état demeure inconnu (i.e. glace ductile ou liquide), **3)** la texture et la viscosité de la croûte néoformée suggèrent des flux thermiques élevés et des mouvements tectoniques importants, et **4)** les bandes sombres sont les structures les plus étendues du point de vue de la surface et participent activement au renouvellement de la surface d'Europe. Une de ces structures décro-extensive dextre, *Astypalaea Linea*, fait d'ailleurs l'objet du chapitre 3 de ce manuscrit.

6.2. Interprétations et discussion sur les processus géologiques impliqués dans la formation des structures ponctuelles

Après avoir passé en revue les modalités de formation des structures linéaires développées jusqu'à présent dans la littérature, nous allons dans cette partie nous intéresser aux structures ponctuelles. Le terme de « structure ponctuelle » est quelque peu abusif dans la mesure où les contours de certaines d'entre-elles sont très irréguliers (e.g. les zones chaotiques). Une des premières questions que l'on peut se poser concerne l'origine et donc la formation de ces structures. Comme nous l'avons déjà vu, il existe, même si leur nombre reste limité, quelques cratères d'impact météoritiques en surface (voir la section 5.3). En marge de ces structures exogènes, on distingue à la surface d'Europe de nombreuses structures parfois très similaires aux cratères d'impact par leur taille, leur morphologie et leur apparence visuelle. Nous avons regroupé dans les paragraphes qui suivent l'ensemble de ces structures qui, comme nous le verrons, ont toute une origine endogène. Les morphologies, les tailles et les textures observées suggèrent toutefois des mécanismes de mise en place très différents. Les sections qui suivent sont focalisées sur la nature et l'état du matériel, les modalités de mise en place et les caractéristiques rhéologiques et thermiques de la croûte au moment de la

mise en place. Pour des raisons pratiques, la première partie traite de structures particulières difficiles à situer dans la nomenclature actuelle, la seconde partie concerne des structures de diverses échelles mais qui semblent liées dans l'espace et dans le temps : les dômes, les *lenticulae* et les *chaos* (voir les sections 5.2 et 5.4).

6.2.1. Structures cryovolcaniques

Ce paragraphe regroupe un certain nombre de structures ponctuelles difficiles à classer dans la nomenclature actuelle. Nous les avons associées ici car elles présentent toutes une caractéristique commune : des indices d'écoulements ou d'éjections de matériel très peu visqueux. Leurs morphologies sont néanmoins très variées et l'on y trouvera aussi bien des structures ayant une topographie positive (dômes-lentilles, *Thera Macula*), négative (« puddle »), ou quasi-nulle (bordure sud de *Thrace Macula*, tâches sombres et diffuses). Nous verrons également les facteurs possibles pour permettre l'écoulement ou l'effusion de matériel si peu visqueux.

D'après les images *Voyager* et *Galileo*, du matériel peu visqueux semble avoir flué sur de grandes surfaces (figure 1.37). Ces observations suggèrent la présence d'eau liquide proche de la surface. Dans les conditions de la surface d'Europe, l'eau se refroidit rapidement et forme une couche de glace au contact du vide (extraction de chaleur latente par nucléation et croissance de bulle de vapeur d'eau). Dans un premier temps, cette croûte est assez homogène car la cristallisation est brutale, mais une couche de glace d'environ 50 cm d'épaisseur suffit à limiter la sublimation et l'évaporation, et permet l'extraction et la propagation de coulées (Cassen et al. 1979, Allison et Clifford 1987, Wilson et al. 1997).

Les zones sombres et lisses occupant les cuvettes peuvent par exemple provenir de l'écoulement de fluides de faible viscosité en surface. Une structure de 3 à 4 km de diamètre, nommée « puddle », présentant ces caractéristiques a été observée lors de l'orbite E4 (figure 1.37a). L'épaisseur de matériel mis en place dans la cuvette peut être estimée à moins de 50 m grâce aux rides préexistantes en bordure. Le volume déduit est donc inférieur à 0,5 km³ (Head et al. 1998b).

Des dômes-lentilles bien délimités et de textures distinctes (voir la figure 1.27i) et à plus grande échelle *Thera* et *Thrace Maculae* (figure 1.37c et d) ressemblent davantage à des extrusions visqueuses précédant des effusions de matériel moins visqueux (Fagents et al.

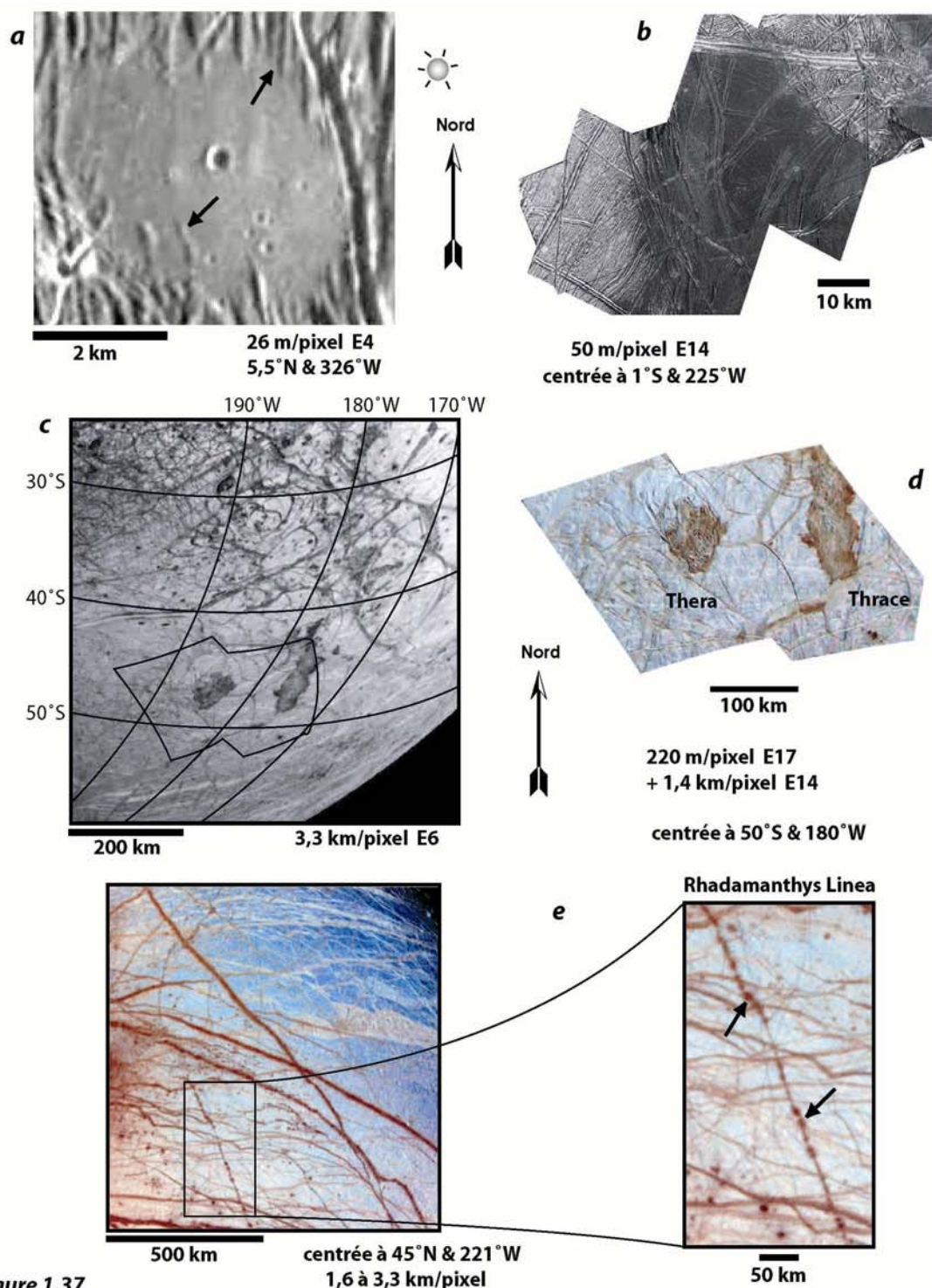


Figure 1.37

Exemples de structures cryovolcaniques. (a) Cette structure circulaire, sombre et lisse nommée "Puddle" suggère fortement l'épanchement de matériel peu visqueux en surface. Elle semble recouvrir les rides préexistantes en bordure (flèches). Des patches diffus de matériel sombre (b) ici à l'équateur mais aussi en bordure de Thrace Macula suggèrent plutôt une infiltration de matériel liquide à travers une couverture de surface très poreuse. Thera Macula et surtout Thrace Macula (c et d) présentent des évidences d'épanchements vers le sud. Dans le détail, leur morphologie ressemble à celle des chaos (voir le chapitre 4) mais la matrice sombre est surélevée au sud et se déverse sur les plaines ridées. (e) Rhadamanthys Linea, étroite ride de l'hémisphère nord, est ponctuée par endroit de patches sombres (flèches) interprétés comme étant les manifestations locales d'une activité volcanique de type fissurale. Ces observations renforcent l'idée d'un cryovolcanisme actif récent voire actuel et de l'écoulement de matériel très peu visqueux à la surface d'Europe.

1998). Le matériel extrudé pourrait être un simple mélange eau-glace proche du point de fusion (le terme anglo-saxon « slurries » sera utilisé par la suite) pourquoi pas enrichi en ammoniacale (Kargel et al. 1991) et injecté *a posteriori* dans la carapace gelée (Fagents et al. 1998).

Un cryovolcanisme explosif a été envisagé au niveau des marges sombres (rouge-brunes) des triples bandes, *lenticulae* et fractures (Greeley et al. 1998a, Head et al. 1998b, Fagents et al. 2000). *Rhadamanthys Linea* est interprétée comme étant une ride transitionnelle entre le stade des doubles rides et celui des triples rides (figure 1.37e). En effet, elle est ponctuée d'une succession de tâches sombres atteignant parfois quelques kilomètres de diamètre. La texture de ces tâches ressemble à celle des dépressions marginales localisées en bordure des triples et parfois des doubles rides. De ce fait, ces patchs sombres ont été interprétés en terme de volcanisme fissural (similaire à celui que l'on peut observer en Islande par exemple).

La présence de liquides n'est cependant pas indispensable pour expliquer la formation des patchs sombres. Un changement de la taille des grains pourrait affecter la perception du matériel sur les images et lui donner un aspect lisse (Dalton et Clark 1999). La formation de dépôts tardifs consécutifs à la remobilisation de matériel crustal sous l'effet d'une source de chaleur (dykes, diapirs) a également été envisagée (Fagents et al. 2000).

Les modèles faisant intervenir des liquides sont de plus confrontés à un problème majeur de densité qui consiste à remonter l'eau à travers la croûte de glace ($\rho_{\text{glace}} < \rho_{\text{eau}}$). Théoriquement, la surface de l'eau pure devrait se stabiliser à une profondeur correspondant à environ 7 à 10% de l'épaisseur totale de la croûte, voire moins si le liquide est enrichi en sels ou autres composés et que sa densité est supérieure à 1000 kg.m⁻³ (figure 1.38). Toutefois, on peut s'attendre à des surpressions provenant de diverses sources (figure 1.39) : **(1)** La présence possible de volatiles dissous comme CO₂, CO, CH₄, SO₂ (Crawford et Stevenson 1988) peut permettre le cryovolcanisme explosif par nucléation de bulles à faible pression de confinement. L'apparition des bulles correspond à une diminution de la densité relative moyenne du fluide et la pression des gaz facilite la remontée explosive du liquide interstitiel, à la manière des processus de dégazage opérant dans les conduits volcaniques terrestres. Cette séparation des phases liquide et gazeuse implique l'ascension de petits volumes de liquide.

(2) L'ascension est possible si la croûte est enrichie en sels ou en silicates abaissant ainsi la variation de densité entre la croûte et le liquide (Wilson et Head 1998). La relation théorique entre la fraction d'impuretés présentes dans une croûte de glace d'eau et la variation de densité peut être décrite comme suit :

$$\Delta\rho = \rho_{\text{liquide}} - \rho_{\text{croûte}} \quad (\text{éq.1.3})$$

avec
$$\rho_{\text{croûte}} = \phi \rho_{\text{impuretés}} + (1-\phi) \rho_{\text{glace}} \quad (\text{éq.1.4})$$

où ϕ est la fraction volumique d'impuretés présentes dans la croûte. Lorsque $\Delta\rho$ est nulle, les niveaux d'équilibre du liquide et de la croûte sont identiques. La figure 1.38 combine les équations (1.3) et (1.4) et représente la stabilité d'une croûte de glace impure sur un liquide de 1000 kg.m^{-3} (eau pure ; courbe du bas) et de 1300 kg.m^{-3} (enrichi en sels ; courbe du haut).

(3) Les contraintes appliquées sur des réservoirs liquides sous les effets périodiques des marées ou liées à la cristallisation du réservoir pourraient remonter du liquide sous pression à travers les fractures (Wilson et al. 1997). De tels réservoirs pourraient se trouver isolés lors de la cristallisation de la croûte ou correspondre à une fusion localisée au sein de la croûte ou à l'interface avec le manteau de silicates. Le cycle des marées pourrait alors pomper et drainer les liquides et saumures le long des fractures (Greenberg et al. 1998).

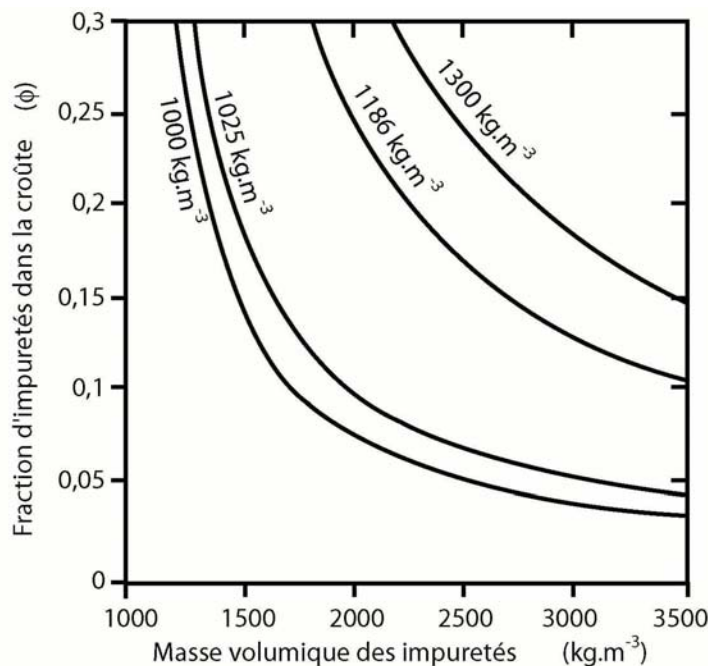


Figure 1.38

Fraction d'impuretés en mélange avec la glace dans la croûte en fonction de leur masse volumique. Les trois courbes représentent les états d'équilibre où le niveau du liquide sous-jacent atteint la surface pour des masses volumiques variables allant de 1000 à 1300 kg.m^{-3} . La valeur intermédiaire à 1186 kg.m^{-3} est celle utilisée par Williams et Greeley (1998) pour décrire la densité d'une saumure. La densité moyenne des océans terrestres est de 1025 kg.m^{-3} (Von Arx 1962). A droite de ces courbes, le liquide peut s'étaler en surface par simple contraste de densité.

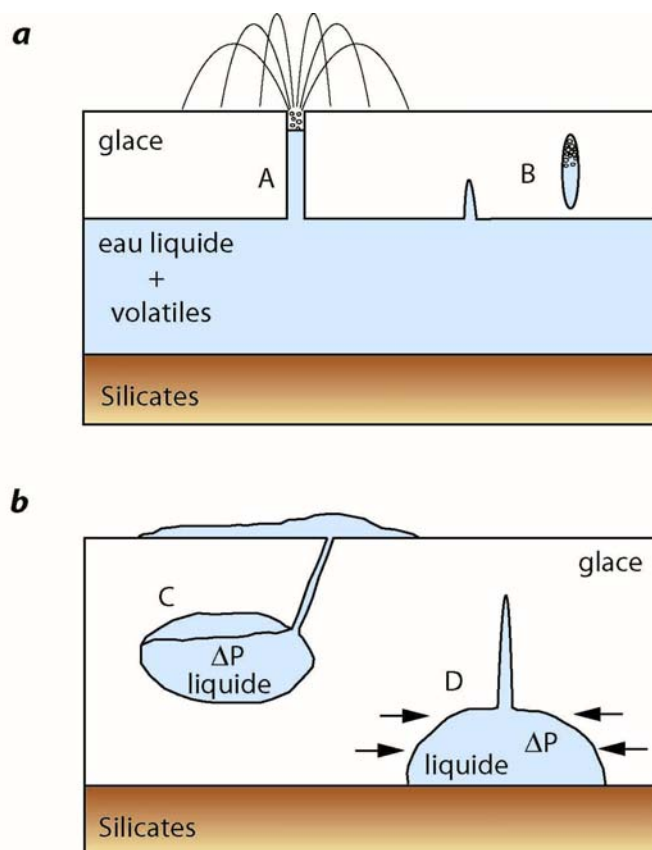


Figure 1.39

Schéma illustrant deux mécanismes plausibles pour drainer du liquide en surface. (a) le liquide remonte en surface à travers des fractures ou dans des poches. Le volume et donc la pression de la phase gazeuse augmentent lors de la remontée. Cela peut aboutir à des extrusions explosives de liquides en surface. (b) La cristallisation de réservoirs liquides isolés entraîne une variation de pression à l'origine de la formation de fractures dans la croûte. Du liquide pourrait ainsi remonter et s'écouler en surface.

Les compositions et proportions des contaminants sont très mal connues et empêchent de conclure quant à l'origine de ces structures, mais aucune des hypothèses formulées ici ne nécessite réellement l'existence d'un océan global : les mécanismes d'effusion sous pression sont possibles à partir de réservoirs isolés (Wilson et al. 1997). Il demeure certain qu'avec ou sans océan la croûte est ou a été soumise récemment à la fusion partielle et donc à une source de chaleur importante. Le mystère qui entoure certaines de ces structures, nous a amené à étudier plus précisément l'une d'entre-elles (*Thera Macula*) au chapitre 4. D'autres structures ponctuelles mieux connues car plus largement répandues dans certaines régions d'Europe et surtout imagées à diverses résolutions ont été traitées séparément du fait de la littérature plus abondante et de leur association stratigraphique et spatiale. Il s'agit des dômes et *lenticulae* de petites dimensions et des larges zones chaotiques.

6.2.2. Modèle de formation des dômes, des *lenticulae* et des *chaos*

Nous avons vu, dans la section 5.2. que les *lenticulae*, dômes et *chaos* étaient souvent associés dans l'espace et d'âges relatifs similaires. Pour cette raison, la question de l'origine de ces structures ne peut pas être traitée de façon séparée. Ainsi, la plupart des auteurs qui abordent le problème de la mise en place des zones chaotiques tentent d'y intégrer la formation des dômes et *lenticulae* (et vice-versa). La synthèse bibliographique qui suit regroupe divers travaux en quatre grands modèles de formation des structures ponctuelles d'origine endogène.

A- Modèle de Carr et al. (1998) et Thomson et Delaney (2001) :

Ce modèle de formation des *chaos* est l'un des premiers à avoir été proposé. Essentiellement à partir d'arguments morpho-structuraux, Carr et al. (1998) suggèrent la fusion quasi-totale d'une croûte de glace fine (inférieure à 4 km d'épaisseur) flottant sur un océan liquide. Localement, la partie fragile de la croûte, directement mise en contact avec l'océan sous-jacent, se fracture et se disloque en blocs de tailles et de géométries variables. La matrice représente ici un matériel initialement riche en liquide ou totalement liquide et donc plus dense que la croûte de glace. Son faible albédo résulterait de la probable contamination de la glace par les hydrates contenus dans le liquide. La texture rugueuse de la matrice pourrait provenir (1) de la désagrégation de la surface préexistante en très petits fragments, (2) de la cristallisation brutale de la fraction liquide formant alors une pellicule de glace « broyée » dans le même temps par les blocs en mouvement dans le *chaos*, (3) de processus explosifs (dégazage en surface). La faible viscosité de la matrice autorise des déplacements jusqu'à ce qu'une croûte suffisamment épaisse se reforme. La vitesse de cristallisation peut être estimée en utilisant les équations de Stefan (voir les chapitres 4 et 5 pour la méthode) : une croûte de glace de 10 m d'épaisseur se forme en ~8 à 10 ans aux conditions de surface d'Europe. Les surfaces lisses et les figures d'épanchement observées en bordure de *Conamara Chaos* (figure 1.28d) constituent la signature de la mise en place de matériel très peu visqueux. Ces observations sont facilement explicables si l'on considère la présence de liquides.

Finalement, de très nombreuses observations sont en accord avec ce modèle. Toutefois, les sources d'énergie nécessaires à la fusion totale de la croûte sur d'aussi grandes surfaces, mais

aussi nécessaires à la stabilité d'une croûte fine sont difficiles à trouver. La dissipation de chaleur à l'intérieur de la croûte de glace sous l'effet des marées pourrait avoir un rôle moteur aux endroits où la viscosité de la partie ductile est la plus proche du pic de dissipation ($\eta_{opt} \sim 10^{14}$ Pa.s). La croûte pourrait alors s'amincir si la fusion était plus rapide que le fluage latéral de la glace (Collins et al. 2000, O'Brien 2002). Ce processus est cependant dépendant de la composante visqueuse de la glace et devrait être de plus en plus limité à mesure que l'on s'approche de la surface.

L'existence de super-panaches traversant un océan faiblement stratifié pourrait constituer une alternative à ce problème (Thomson et Delaney 2001). Ce type de structure a déjà été observé à une moindre échelle sur Terre au niveau de la ride *Juan de Fuca* (Baker et al. 1989). Une hypothétique activité hydrothermale pourrait exister à l'interface entre le manteau de silicates et un océan liquide. Les anomalies thermiques générées par des cheminées de type « fumeurs noirs » ou par des conduits volcaniques (dorsales ou points chauds) à la base de l'océan amorceraient ainsi la remontée d'eaux plus chaudes. La faible gravité d'Europe et une faible stratification de l'océan favoriseraient l'ascension des panaches à travers une couche d'eau liquide de 100 km d'épaisseur depuis le manteau silicaté jusqu'à la base de la croûte de glace. Dès lors, la différence de température, aussi faible soit-elle, pourrait permettre une érosion thermique localisée de la base de la croûte et augmenter significativement le flux de chaleur en surface.

Selon les calculs de Thomson et Delaney (2001), le temps de fusion de la croûte sous *Conamara Chaos* est de l'ordre de 500 à 1600 ans, si l'on considère que 1% du flux globale estimé sur Europe est concentré en un point chaud sur les fonds océaniques. Cette valeur implique le fonctionnement de la source de chaleur pendant ~1000 ans et est très comparable à la durée de vie estimée d'un système hydrothermal terrestre (e.g. au niveau de la ride *Juan de Fuca*). Lors de la fusion de la croûte, la salinité de l'océan diminue en surface et tend à stratifier chimiquement l'océan depuis la partie superficielle appauvrie en sel jusqu'à la base plus salée. La configuration chimique de l'océan change rapidement et empêche l'ascension des super-panaches jusqu'à la glace. La croûte se reforme alors et fige la structure chaotique. La cristallisation augmente à nouveau la salinité de la partie supérieure de l'océan et en homogénéise la distribution chimique : les panaches remontent en surface pour former d'autres structures. Il s'agirait donc d'un phénomène périodique, en accord avec les distributions et la préservation des blocs au sein des *chaos*.

D'autre part, l'apparent mouvement horaire des blocs au sein de *Conamara Chaos* (Spaun et al. 1998), pourtant contraire aux effets attendus de la force de Coriolis, peut être expliqué par

le passage d'une circulation cyclonique (antihoraire dans l'hémisphère nord) stable tant que le panache monte, à une circulation anticyclonique dès que l'ascension est bloquée et que le panache s'étale latéralement à la base de la croûte de glace (figure 1.40a). Ce type d'inversion de la rotation du panache est également observé sur Terre.

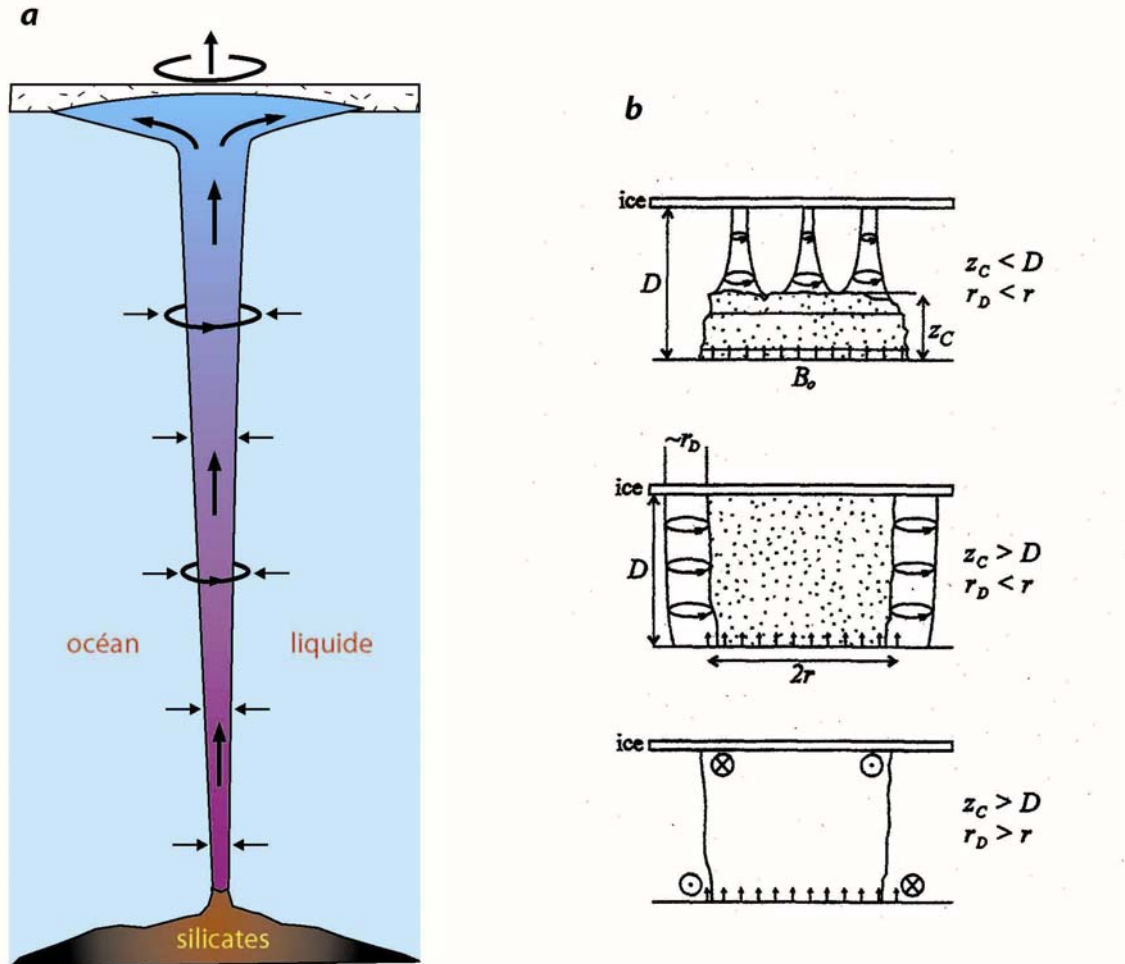


Figure 1.40

Modèle de formation des chaos par fusion totale de la croûte sous l'effet de la remontée de superpanaches à travers la couche liquide sous-jacente (d'après Thomson et Delaney 2001). Le mouvement horaire des blocs au sein de Conamara Chaos, pourtant contraire aux effets de la force de Coriolis dans l'hémisphère nord, peut être expliqué ici par la décompression brutale opérant lorsque le panache d'eau parvient en surface. (b) Les lenticulae généralement associées aux chaos peuvent provenir d'instabilités barocliniques (voir le texte pour plus de précisions).

Les *lenticulae* résulteraient également d'un processus associé à ce modèle. Des instabilités barocliniques peuvent apparaître à partir d'une hauteur critique à l'aplomb de la source de chaleur (figure 1.40b). Celles ci sont principalement contrôlées par deux paramètres : la hauteur critique (z_c) à partir de laquelle les effets rotationnels prennent le pas sur la turbulence (passage d'une convection turbulente à des cheminées en rotation cyclonique dans

l'hémisphère nord) et le rayon des instabilités barocliniques (r_b). La hauteur critique z_c est définie par (Jacobs et Ivey, 1999 ; Marshall et Schott, 1999) :

$$z_c = \beta \left(\frac{\pi r^2 F}{f_{\text{Coriolis}}^3} \right) \quad \text{éq.(1.5)}$$

où $\beta > 5$ est un coefficient et r est le rayon de la source de chaleur. Le flux de flotabilité F ($\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}$) peut s'exprimer de la façon suivante :

$$F = gV \left(\frac{\rho_{\text{ocean}} - \rho_{\text{panache}}}{\rho_{\text{ocean}}} \right) = \frac{g\alpha P}{\rho_{\text{ocean}} C_p} \quad \text{éq.(1.6)}$$

avec g la gravité d'Europe, V le débit d'écoulement du panache, P la puissance produite par la source de chaleur, α et C_p le coefficient d'expansion thermique et la capacité calorifique de l'océan respectivement. Les effets rotationnels sont induits par la force de Coriolis qui se traduit, dans l'équation (1.5), par le paramètre de Coriolis :

$$f_{\text{Coriolis}} = 2\Omega \sin \theta \quad \text{éq.(1.7)}$$

où $\Omega (=0,205 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ dans le cas présent) représente le taux de rotation angulaire relatif par rapport à une référence, et θ la latitude. Lorsque z_c est inférieure à l'épaisseur de l'océan, la turbulence s'organise en cheminées ascendantes de rayons $r_b < r$, animées d'un mouvement cyclonique (toujours dans l'hémisphère nord) et régulièrement espacées. En revanche, lorsque z_c est supérieure à l'épaisseur de l'océan, la turbulence est le mécanisme dominant de transport jusqu'à la base de la croûte glacée. Des instabilités dont le diamètre correspond au diamètre de la source de chaleur ne se forment qu'en marge de cette zone turbulente, uniquement si $r_b < r$. Ces instabilités associées à des exsolutions gazeuses à la sortie du système hydrothermal et lors de la remontée du panache pourraient donc être responsables de structures de plus petites dimensions similaires aux *lenticulae* (Thomson et Delaney 2001). L'espacement entre les sources de chaleur pourrait également expliquer la différence entre les *chaos* et les *lenticulae* : un espace suffisant entre les sources favorise la formation de petites structures (*lenticulae*), mais un espace plus faible permet la coalescence des panaches et la formation de structures plus étendues (*chaos*).

O'Brien et al. (2002) ont modélisé la fusion d'une croûte de glace de 6 km d'épaisseur en supposant une anomalie thermique située juste à sa base. En appliquant une puissance totale de $5 \cdot 10^{10}$ W (soit ~2% de la puissance totale estimée sur Europe) sous la forme d'une gaussienne étalée sur une distance de 200 km à la base de la croûte, ils déduisent qu'une fusion totale de la croûte sur 90 km de diamètre est possible en 40000 ans. En concentrant 15% de la puissance totale estimée sur Europe ($\sim 5 \cdot 10^{11}$ W), les mêmes dimensions sont

atteintes en 4000 ans seulement, soit des durées comparables à celles calculées par Thomson et Delaney (2001) et à celles observées sur Terre. En outre, ils ont montré que le taux de fusion était supérieur d'environ 4 ordres de grandeur au taux d'épaississement par fluage radial de la glace pour combler l'espace créé dans la croûte.

Ce modèle construit au fil des années explique de nombreuses voire l'intégralité des observations de surface et semble physiquement possible. Toutefois, il s'appuie sur des sources d'énergie hypothétiques, sur de nombreuses analogies avec Io (e.g. l'estimation de la puissance dissipée sur Europe, la dynamique du manteau silicaté), et sur des hypothèses quant-à la distribution chimique de l'océan. Mais surtout, le point le plus dérangeant est que le modèle de fusion nécessite un flux de chaleur supérieur à celui prédit par les modèles thermiques (chauffage de marée + chauffage radiogénique, McKinnon 1997). Par exemple, la formation de *Conamara Chaos* par fusion de la croûte nécessite une énergie de l'ordre de $\sim 10^{21}$ J. Les modèles thermiques incluant le chauffage de marée prédisent un flux de chaleur maximal de quelques dixièmes de W.m^{-2} , or même un flux de 1 W.m^{-2} (soit 7% de la puissance totale maximale dissipée sous 0,024% de la surface totale d'Europe) suppose des temps compris entre 6000 et 36000 ans, pour des épaisseurs de croûte respectives de 1 à 6 km. Si l'énergie était emmagasinée sur de longues périodes de temps, la fraction du budget total de chaleur nécessaire pour fondre la croûte localement serait réduite d'autant, mais l'évacuation par conduction ne serait dès lors pas négligeable.

B- Modèle de Pappalardo et al. (1998) et Spaun et al. (1998, 1999) :

Les variations de composition chimique et de température dans la croûte de glace peuvent créer des instabilités par inversion des densités. Ces instabilités pourraient prendre la forme de diapirs et amorcer une convection dans la glace.

Pappalardo et al. (1998) ont proposé un modèle basé sur les observations de surface : les dômes et les *lenticulae* seraient le résultat de mouvements de convection à l'état solide dans la croûte de glace. Selon ce modèle, les déformations observées sur les images pourraient provenir de la lente remontée de diapirs de glace « chaude » vers la surface. La quantité de chaleur transportée par les diapirs et libérée par conduction à travers les derniers mètres de croûte fragile pourrait produire des déformations ductiles en surface.

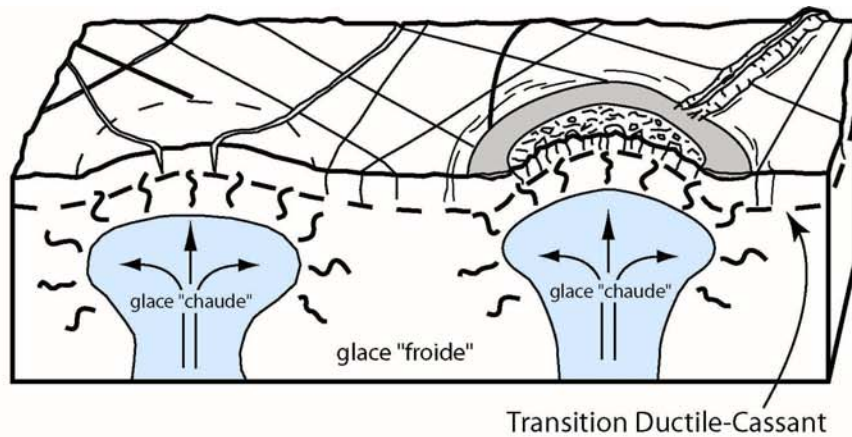


Figure 1.41

Modèle d'évolution de Pappalardo et al. (1998) regroupant les dômes et lenticulae associés dans l'espace et probablement dans le temps. Des diapirs de glace ductile "chaude" remontent et pénètrent à travers une croûte plus froide, plus rigide et plus dense. Ils produisent dans un premier temps une flexure de la surface (dômes) puis, libèrent de la chaleur, perturbant ainsi la surface (lenticulae et micro-chaos).

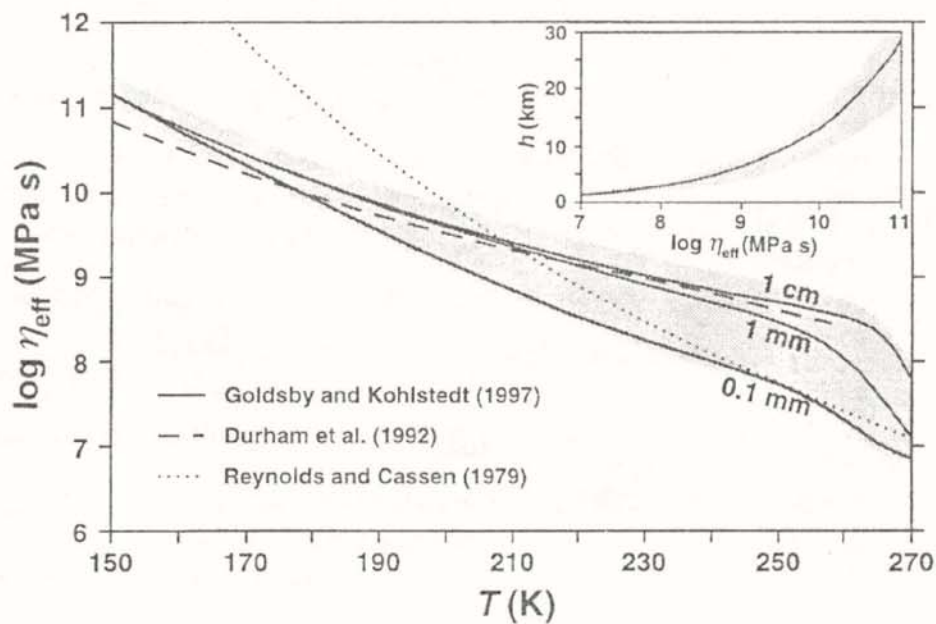


Figure 1.42

Pappalardo et al. (1998) ont montré que la convection pouvait s'initier dans une couche de glace de 8 à 10 km d'épaisseur. Ce graphe représente la viscosité effective de la croûte convective en fonction de sa température pour différentes lois rhéologiques. La loi superplastique de Goldsby et Kohlstedt (1997) (courbes en trait plein) est dépendante de la taille des grains et a été testée pour trois tailles de grains différentes. L'encart illustre la dépendance de l'épaisseur de la couche convective en fonction de sa viscosité.

Comme nous l'avons vu à la section 5.4., les associations spatiales, temporelles, ainsi que l'existence de morphologies transitionnelles entre les dômes et les *lenticulae*, ont amené Pappalardo et al. (1998) à imaginer un unique modèle génétique regroupant ces structures (figure 1.41). Les déformations verticales prédominent sous l'influence de l'intrusion de diapirs de glace « chaude » ductile au sein de la croûte rigide de surface. Les dômes se forment par soulèvement des couches superficielles fragiles, certains présentent même une ou plusieurs fractures médianes distinctes à leurs sommets (figure 1.27). Le matériel intrudé, plus chaud, produit des déformations allant jusqu'à la dislocation et la disparition des surfaces préexistantes. Enfin, des extrusions localisées de matériel moins dense apparaissent et provoquent une flexure de la croûte par surcharge qui aboutit à la formation d'une dépression annulaire autour de l'extrusion et d'un système de fractures associées (figure 1.27b, c, i). Ces cuvettes présentent un albédo plus faible que les terrains préexistants et traduisent soit une surface poreuse favorisant la percolation de liquides vers la surface, soit une modification de la taille des grains sous l'effet de la température (Williams et Greeley 1998).

Pour tester un tel modèle, Pappalardo et al. (1998) ont estimé l'épaisseur de glace nécessaire à l'initiation de la convection sous *Conamara Chaos* en utilisant une loi rhéologique superplastique adaptée aux faibles régimes de contrainte (Goldsby et Kohlstedt 1997). Le nombre de Rayleigh (Ra) met en relation l'épaisseur de la couche convective b avec les propriétés mécaniques et thermiques du matériel (la viscosité η , la densité ρ , la gravité g , la différence de température entre la base et le sommet de la couche convective ΔT , la diffusivité thermique κ et le coefficient d'expansion thermique α) :

$$Ra = \frac{\alpha \cdot \rho \cdot g \cdot \Delta T \cdot b^3}{\kappa \eta} \quad \text{éq.(1.8)}$$

Pappalardo et al. (1998) considèrent une croûte de glace « flottant » sur un océan liquide. La partie inférieure de la croûte est soumise à la convection tandis que la partie supérieure évacue la chaleur par transfert conductif. Ils déterminent alors b en estimant un $Ra_{critique}$ allant de 500 à 3500 pour un fluide à viscosité variable (i.e. Ra nécessaire à l'initiation de la convection). Les valeurs de κ , α , ρ et g sont celles de la glace et d'Europe (voir l'annexe A). En considérant $T_{base} = T_{fusion} = 273$ K et en prenant $Q = 49$ kJ.mol⁻¹ (Goldsby et Kohlstedt 1997), ils calculent la température au sommet de la couche convective (Mueller et McKinnon 1988) :

$$T_{sommet} = \left[\frac{Q}{4R} - \left(\left(\frac{Q}{4R} \right)^2 - \frac{Q T_{sommet}}{R} \right)^{1/2} \right] - T_{base} \quad \text{éq.(1.9)}$$

La loi rhéologique utilisée donne $T_{\text{sommet}} = 197 \text{ K}$ et donc une différence de température $\Delta T = 76 \text{ K}$. La viscosité de la croûte est contrôlée par la vitesse de déformation et par la contrainte appliquée :

$$\eta = \frac{\sigma}{3\dot{\epsilon}} \quad \text{éq.(1.10)}$$

En prenant $\dot{\epsilon} \sim 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ caractéristique de la déformation tidale (liée à la période orbitale de 3,55 jours), une température moyenne de la couche convective de 235 K et une taille des grains $d \sim 100 \mu\text{m}$ (Geissler et al. 1998a), ils parviennent à estimer $\eta = 10^{14}$ à 10^{15} Pa.s , et en déduisent finalement une épaisseur de la couche convective de ~ 2 à 8 km pour les gammes choisies de Ra_{critique} , η , $\dot{\epsilon}$ et d (figure 1.42).

La question est désormais de savoir si les dômes et *lenticulae* sont le produit de la convection. L'intervalle théorique entre les zones de remontées convectives doit être approximativement équivalent au double de l'épaisseur de la couche convective. Les mesures de distribution des *lenticulae* et des dômes montrent un espacement caractéristique d' ~ 5 à 20 km (voir figure 1.32). Ces dimensions caractéristiques sont en assez bon accord avec les épaisseurs prédites. D'autre part, l'épaisseur du couvercle conducteur pourrait être représentée par l'épaisseur des blocs au sein de *Conamara Chaos*. L'analyse des ombres portées permet de déduire une hauteur des blocs par rapport à la matrice de l'ordre de la dizaine à la centaine de mètres et donc de remonter, moyennant quelques hypothèses sur la densité des blocs et de la matrice, à la profondeur estimée de la base des blocs « flottants » sur de la glace ductile (figure 1.43) :

$$z = \frac{l \times \tan(\alpha_i) \times \rho_{\text{bloc}}}{\rho_{\text{matrice}} - \rho_{\text{bloc}}} \quad \text{éq.(1.11)}$$

où α_i est l'angle d'incidence solaire par rapport au sol et l est la longueur de l'ombre portée. L'épaisseur z estimée des blocs est donc de $0,2$ à 3 km dans *Conamara Chaos* (Carr et al. 1998, Williams et Greeley 1998). Dès lors, on peut, à partir de ce modèle s'attendre à ce qu'une croûte de 3 à 10 km d'épaisseur soit animée de mouvements convectifs capables de remonter des diapirs de glace « chaude » et de perturber le matériel fragile de surface pour former des dômes puis des *lenticulae*.

Une étude de Rathbun et al. (1998), contemporaine de celle de Pappalardo et al., soutient, à partir de la géométrie et de la taille des *lenticulae* (rayons allant de 2 à 5 km en général, figure 1.32), que l'ascension de diapirs à 270 K est possible dans une croûte à 260 K , pour des épaisseurs inférieures à 40 km , et en moins de 10^5 ans. Il reste donc au moins 60 km d'océan au moment de la formation des *lenticulae*, si les diapirs proviennent effectivement de la base de la croûte et pour une couche externe d'eau de 100 km d'épaisseur.

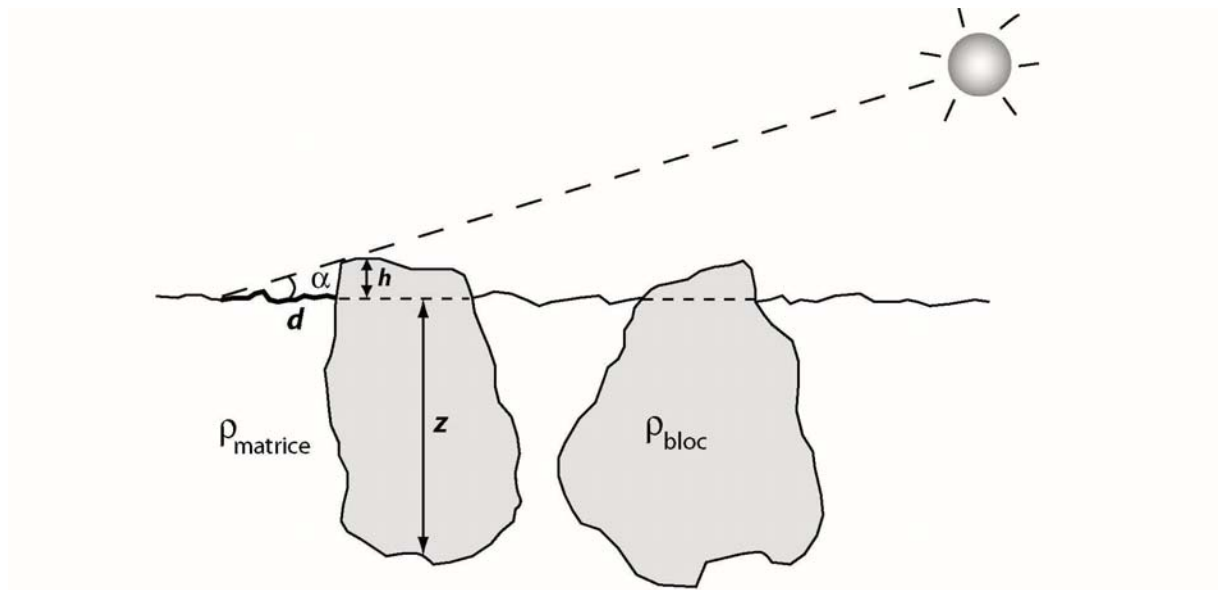


Figure 1.43

Schéma illustrant la méthode utilisée pour déterminer la hauteur des reliefs à partir des ombres portées. Il est ensuite possible d'estimer la profondeur d'enracinement des blocs au sein des zones chaotiques (équ. 1.11) en supposant les densités de la matrice et des blocs.

Ruiz (1999) reprend ces résultats dans le but de démontrer les corrélations existant entre les dômes et *lenticulae* et le démarrage de la convection dans la partie inférieure de la croûte de glace. Ils calculent le flux et la température de surface associés au démarrage de la convection en fonction de l'épaisseur de la couche convective. Un compromis entre $T_s < 140$ K et $q \sim 100$ à 200 mW.m^{-2} donne $b = 2$ km, soit une épaisseur totale de glace $d \sim 4$ km si l'on considère que la couche fragile correspond au couvercle conducteur. Ce résultat est en accord avec la valeur inférieure de l'espacement entre les dômes et *lenticulae*, mais ne semble pas compatible avec les résultats de Rathbun et al. (1998) qui impliqueraient dans ce cas un chevauchement des diapirs et donc des structures en surface. Toutefois, comme le remarque Ruiz, la transition ductile-cassant pourrait ne pas correspondre à la base du couvercle. L'épaisseur de glace en serait dès lors plus importante pour des flux et des T_s similaires.

La fracturation et la lente désagrégation de la surface préexistante par des diapirs ascendants isolés expliquent bien la morphologie des structures de petite échelle (dômes et *lenticulae*), en revanche, il est plus difficile de construire des structures à grande échelle comme les *chaos* selon ce scénario ou, du moins, pour ces épaisseurs de croûte. Les *chaos*, plus étendus, pourraient provenir d'une généralisation locale de la convection, de la coalescence de

plusieurs diapirs suffisamment proches pour « fusionner » ou encore de variations de la rigidité de la lithosphère (Spaun et al. 1998, 1999).

Comme pour le modèle de fusion totale de la croûte, la formation des structures chaotiques au sens large par convection dans la croûte fait appel à des bases physiques plausibles et coïncide avec certaines observations. Cependant, ce modèle a des inconvénients : les translations et rotations observées peuvent être expliquées de la même façon que pour le modèle précédent, mais les basculements de blocs ainsi que les figures d'épanchement et les textures lisses restent autant d'observations difficiles à interpréter selon ce modèle. De plus, Collins et al. (2000) ont utilisé le cas simple d'un écoulement de Stokes pour évaluer le naufrage de blocs sphériques de différentes tailles dans des matrices solides à différentes températures moyennes. La mobilisation et le basculement des petits blocs posent un problème au modèle convectif car le temps nécessaire au déplacement dans une matrice de glace visqueuse est supérieur au temps de diffusion thermique causant le refroidissement et figeant le bloc (figure 1.44a). Ils mettent en évidence que les gros blocs pluri-kilométriques devraient couler bien plus facilement et s'enfoncer sous le niveau de la matrice, à l'inverse des blocs plus petits (de l'ordre du kilomètre ou moins). Or de nombreux gros blocs de dimensions parfois supérieures à 10 km sont observés au sein de *Conamara Chaos*. La porosité de la glace en surface peut cependant diminuer significativement la différence de densité et donc limiter le naufrage des blocs. Ces mêmes auteurs se sont intéressés au problème des blocs basculés. Ils constatent en effectuant un calcul similaire que la taille des blocs a une plus grande influence que leurs formes sur l'angle de basculement. Ainsi, les blocs les plus gros (4 km dans leur modèle) basculent suffisamment pour « coller » avec les observations mais ceci nécessite une matrice trop peu visqueuse pour que ces blocs ne sombrent pas (figure 1.44b).

Il est possible que ce modèle dynamique mais intégralement solide de la croûte de glace d'Europe soit correct au premier ordre, mais quelques améliorations restent à apporter pour expliquer certaines observations. Les modèles qui suivent sont tous basés sur l'existence d'une croûte épaisse mais font intervenir des processus différents pour permettre d'abaisser la viscosité de la glace à proximité de la surface et favoriser les déformations observées.

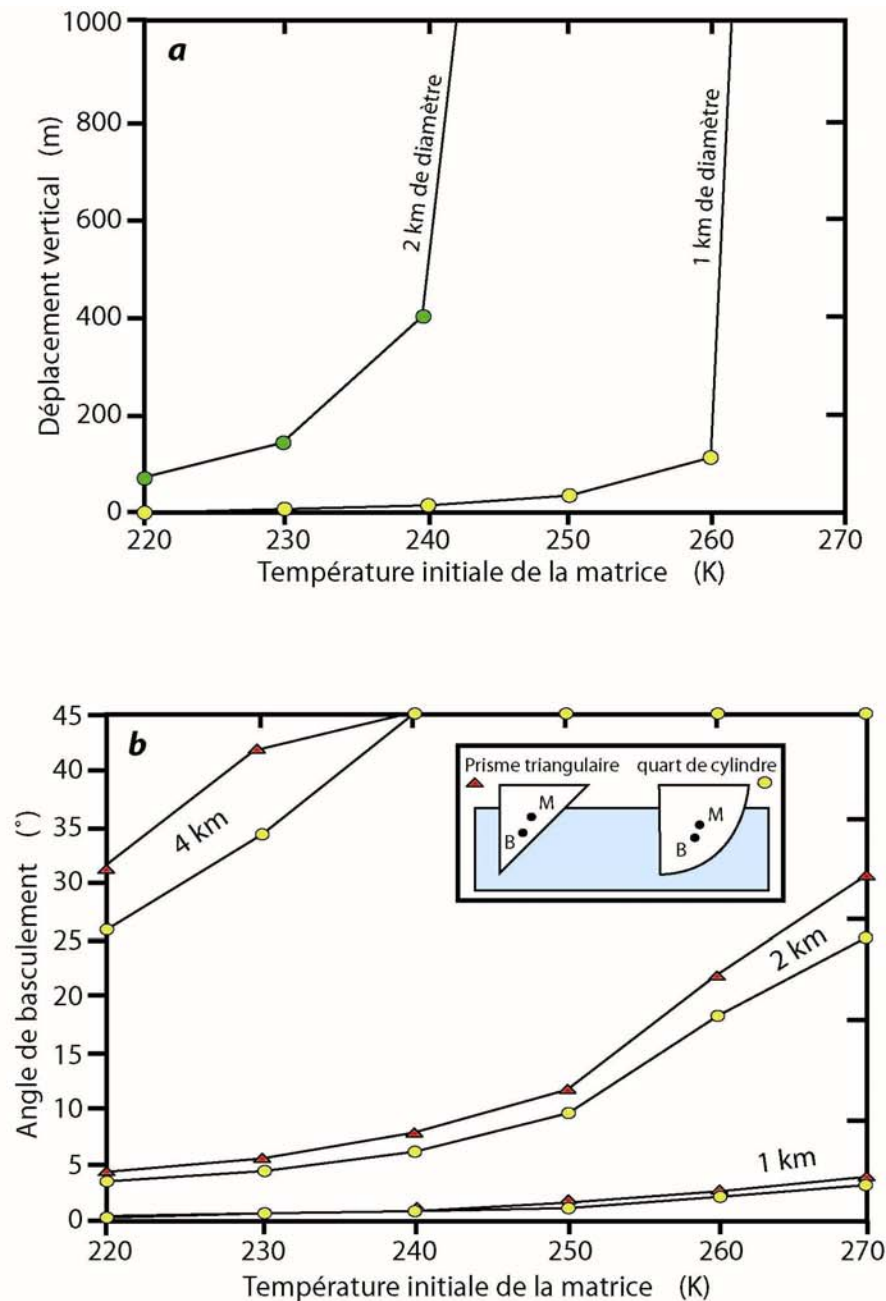


Figure 1.44

(a) Déplacement vertical théorique d'une sphère de 1 et 2 km de diamètre en fonction de la température initiale d'une matrice ductile. Dans le cas d'une formation lente des chaos, les gros blocs devraient logiquement sombrer plus rapidement que les petits, or l'observation montre que les gros blocs sont très largement représentés par rapport aux petits. (b) Angle de basculement en fonction de la température initiale d'une matrice ductile pour des prismes et des quarts de cylindres de 2 dimensions différentes (4, 2 et 1 km). La taille des blocs est plus influente que leur forme sur l'angle de basculement. Si l'on compare ces deux jeux de courbes, on constate que les blocs dont les dimensions permettent le basculement devraient avoir sombré les premiers. On ne devrait, par conséquent, pas observer de blocs basculés dans les chaos, or l'observation montre à nouveau le contraire (voir la figure 1.28). L'hypothèse d'une formation lente des chaos au sein d'une matrice ductile est donc sérieusement mise en difficulté (d'après Collins et al. 2000).

C- Modèle de Crawford et Stevenson (1988) :

La croûte de glace est manifestement fracturée, au moins en surface, et il n'est pas improbable que des dykes ramènent du liquide provenant de l'océan vers la surface. Cependant, le contraste de densité ne permet pas à l'eau liquide de parvenir en surface et de s'étaler sur la glace sans autre facteur. Théoriquement, le contraste de densité entre un glaçon d'eau pure flottant sur un liquide de composition identique donne la profondeur à laquelle l'eau va se stabiliser à l'équilibre par rapport à la surface du glaçon (soit ~92% de l'épaisseur du glaçon immergée pour 8% émergée). Si l'on considère une croûte de glace pure de 10 km d'épaisseur, le niveau d'équilibre de l'eau atteint une profondeur de 800 m sous la surface de glace. Le graphe 1.38 du paragraphe sur les structures cryovolcaniques illustre l'influence de la densité et de la fraction d'impuretés en mélange avec le liquide ou avec la glace. Si un dyke traversait une discontinuité chimique ou physique de la croûte avant de parvenir à son état d'équilibre, un sill pourrait alors se former et renforcer la discontinuité. Le volume de liquide mis en place dans le sill est fonction de la pression appliquée par l'océan à la base du dyke. Il correspond au volume virtuel de liquide présent dans la prolongation du dyke depuis la profondeur d'injection du sill jusqu'à la profondeur d'équilibre. Ainsi, pour un rapport de forme (section / longueur) du dyke de 1/100, la simple pression de l'océan suffit à mettre en place de petits sills. Par exemple, pour une croûte de 10 km d'épaisseur, ce rapport de forme autorise la mise en place de sills de 0,3 km³ à 2 km de profondeur et de 1 km³ à 5 km de profondeur. Ces volumes impliquent, pour une surface circulaire de 10 km de diamètre (taille caractéristique des *lenticulae*), une couche liquide de respectivement 1 m et 4 m d'épaisseur à 2 km et 5 km de profondeur. Ces épaisseurs pourraient à plus grande échelle être suffisantes pour générer un décollement et autoriser le déplacement et la rotation des blocs au sein d'un *chaos*. Malheureusement, elles demeurent trop faibles pour expliquer le basculement des blocs. De plus, ces estimations représentent une limite supérieure car des effets comme : **1)** les contraintes élastiques le long du dyke ou autour du sill, **2)** l'augmentation de pression associée à l'étalement du sill, et **3)** la cohésion du matériel constituant la discontinuité, tendent à diminuer le volume de liquide susceptible de se mettre en place.

Des surpressions liées au dégazage de volatiles dissous dans le liquide (Crawford et Stevenson 1988) ou encore la présence de sels et autres composés abaissant le point de fusion dans la croûte sont autant de processus favorables à la mise en place d'une quantité satisfaisante de matériel liquide à faible profondeur pour expliquer la formation des *chaos* et des *lenticulae*.

D- Modèle de Head et Pappalardo (1999) et Tobie et al. (2003) :

La matrice de *Conamara Chaos* a pu se mettre en place à la faveur d'une fusion partielle localisée *in situ* (Head et Pappalardo 1999). Les impuretés (sels) en mélange avec la glace abaissent la température de fusion et le matériel sous *Conamara* pourrait être une mixture de saumure et de glace. Le chauffage et la fusion partielle proche de la surface pourraient se produire à l'aplomb d'un diapir de glace « chaude », surtout si des hydrates de sels existent dans la lithosphère, comme le suggèrent les données multi-spectrales NIMS de *Galileo* (McCord et al. 1998, 1999, 2001 et 2002). Des lentilles de glace semi-fondues (plus concentrées en impuretés), suffisamment épaisses et proches de la surface pourraient jouer le rôle de couche de décollement déplaçant et basculant ainsi les blocs des *chaos* (figure 1.45).

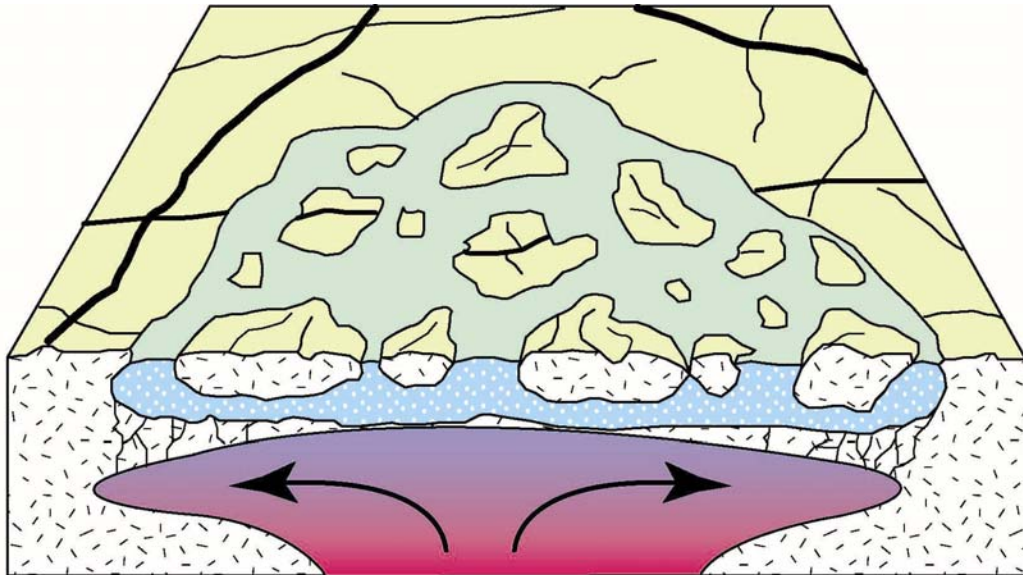


Figure 1.45

Bloc-diagramme illustrant le modèle de formation des zones chaotiques par fusion partielle localisée et mobilisation de saumures. Une couche suffisamment épaisse, constituée de glace et de liquide (saumure) peut favoriser le décollement et le basculement des blocs observés dans les *chaos* (d'après Collins et al. 2000).

L'hypothèse d'une stratification chimique de la croûte est plausible dans la mesure où la cristallisation est beaucoup plus rapide aux faibles températures de surface. Les sels en solution dans l'océan primitif ont donc pu être piégés sous forme d'inclusions au sein de la croûte superficielle lors de sa formation initiale. En profondeur, la température augmentant et donc le temps de cristallisation de la glace diminuant, les hydrates de sels ont le temps de se

regrouper et de s'extraire pour construire des réseaux de chenaux de saumures à la manière de ce qui est observé dans les glaces des banquises terrestres (e.g. Eicken 1992). Un gradient de composition chimique se forme alors dans la croûte depuis la surface, enrichie en sels piégés, à la base proche du pôle de la glace pure. Ce modèle est évidemment dépendant de la nature, de la concentration des espèces chimiques présentes (Kargel et al. 1991). Le sulfate de magnésium pourtant suspecté d'être largement représenté à la surface d'Europe ne décale le liquidus de l'eau pure que d' ~ 5 K et l'interaction avec un diapir « chaud » ne devrait produire qu'une quantité très limitée voire nulle de saumures. Carlson et al. (1999) ont interprété les spectres du NIMS comme étant compatibles avec la présence d'acide sulfurique hydraté en surface et probablement en subsurface. Ce composé facilite la fusion à partir de 207 K (Zelevnik 1991). Si un diapir à 260 K venait à traverser une zone de la croûte enrichie en acide sulfurique à 120 K, il y aurait suffisamment d'énergie disponible pour fondre $\sim 1\%$ du volume du diapir (Collins et al. 2000).

Le chauffage tidal renforce bien évidemment ces effets en produisant une dissipation de chaleur par friction de la partie visqueuse de la glace. Si la fusion partielle avait lieu, la viscosité effective du matériel devrait chuter et se rapprocher du pic de dissipation maximale. Une fois la convection amorcée, les mouvements des panaches dans la croûte génèrent de la friction et dissipent de la chaleur supplémentaire susceptible d'entretenir la convection (McKinnon 1999). Si la convection existe au-dessus d'un océan, la température basale de la croûte est celle de la fusion de l'eau. Dans ce cas de figure, on peut estimer la température adiabatique du cœur isotherme à $T_{adiabat} \sim 260$ K (McKinnon 1999). Cette température est supérieure au liquidus de beaucoup de saumures à la composition eutectique (Zent et Fanale 1986). La présence de sels dans la croûte pourrait donc affecter de façon significative les profils de température et de viscosité.

De récents travaux intégrant le chauffage tidal au sein de la croûte de glace sont actuellement en cours et tendent à montrer que, dans le cas où la croûte de glace est suffisamment épaisse pour amorcer la convection, on devrait obtenir des apparitions épisodiques de poches de fusion partielle dans la croûte à des profondeurs de l'ordre de 10 km et stables pour des périodes caractéristiques d'environ 10^5 ans dans le cas d'une croûte de glace de 20 km d'épaisseur (Tobie et al. 2003, figure 1.46). Ce phénomène provient du fait que la dissipation visqueuse est maximale pour une viscosité optimale (η_{opt}) de 10^{14} Pa.s. La chaleur produite est donc maximale aux endroits où $\eta_{opt} \sim 10^{14}$ Pa.s : la fusion débute et diminue la viscosité. Le liquide produit est plus dense que la glace et les poches retombent rapidement. Dans le même temps, on s'écarte du pic de dissipation, le liquide cristallise progressivement et l'on

augmente à nouveau la viscosité jusqu'à un autre événement, et ainsi de suite. Ce modèle pourrait avoir des implications majeures quant à l'explication des structures géologiques de surface et quant à la structure profonde de la couche externe d'eau, puisqu'il réconcilie les partisans de la présence d'eau à faible profondeur et ceux de l'existence de diapirs remontant dans une croûte plus épaisse, et surtout puisqu'il prédit une limite supérieure de 15 à 25 km d'épaisseur de croûte et suggère donc la présence d'un océan profond.

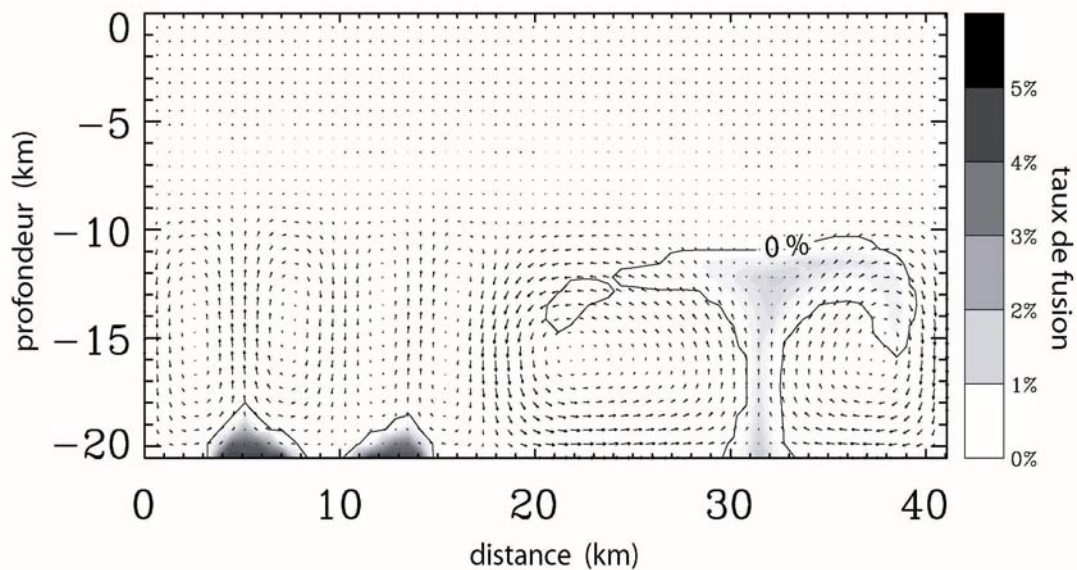


Figure 1.46

En considérant une croûte d'épaisseur suffisante pour autoriser la convection et en incluant le chauffage tidal, Tobie et al. (2003) montrent que la fusion est possible à 10 km de profondeur à la faveur de remontées épisodiques de panaches de glace "chaude". La période caractéristique de ces remontées est de l'ordre de 50.10^3 à 100.10^3 ans, et est compatible avec les temps de formation des chaos et des lenticulae. Ils contraignent de surcroît l'épaisseur totale de glace entre 15 et 25 km, suggérant ainsi la probable existence d'un océan liquide.

Ce modèle pose des hypothèses qu'il conviendra de valider de façon indirecte ou directe lors des prochaines missions et notamment : **1)** quelles sont les espèces chimiques présentes dans l'océan et quels sont les mécanismes de la formation des inclusions, des poches et des réseaux de chenaux sur Europe ? **2)** Quelles quantités de fusion peut-on produire en fonction de diverses compositions chimiques de l'océan ? et **3)** Quel volume de liquide peut-on emmagasiner sous la forme d'une poche avant que la pression soit assez élevée pour fracturer la glace environnante et redistribuer les liquides ?

F- Conclusions quant-aux structures ponctuelles d'origine endogène :

La table ci-dessous confronte les deux modèles principaux aux observations réalisées sur *Conamara Chaos*. Le modèle A semble tout expliquer mais la source d'énergie nécessaire à la fusion reste difficile à trouver et dépend de fortes hypothèses sur la production et la dissipation de la chaleur. En revanche, le modèle B n'explique ni les textures lisses suggérant la mise en place d'un matériel de très faible viscosité, ni les rotations et blocs basculés observés dans les *chaos*. Ainsi, de nombreuses améliorations ont été apportées à ce dernier modèle intégrant notamment la présence d'eau à faible profondeur malgré un transfert de chaleur par convection et donc l'existence d'une croûte glacée plutôt épaisse (Head et Pappalardo 1999, Tobie et al. 2003).

Observations	Modèle de fusion totale de la croûte de glace (A)	Modèle de diapirisme de glace « chaude » (B)
Elévation des blocs (1)	OK	problème
Rugosité de la matrice (2)	OK si processus explosifs ou chocs	OK
Déplacements latéraux des blocs (3)	OK	OK
Bascullements et disparition des blocs (4)	OK	problème
Terrains lisses de faible albédo / épanchements (5)	OK	problème
Albédo faible suggérant la présence d'hydrates (6)	OK	OK si saumures (fusion partielle)

Table 1.4 Tableau récapitulatif des deux modèles extrêmes confrontés aux observations.

Finalement, le débat est loin d'être clos et l'on retombe toujours sur les mêmes questions : quelle est l'épaisseur de la croûte glacée d'Europe, quelle est sa structure, et qu'y a-t'il sous cette croûte ? Outre leur intérêt fondamental dans la datation des surfaces planétaires, les structures d'impacts météoritiques sont de bons indicateurs de la structure de la cible (i.e. état rhéologique et thermique de la croûte de glace).

Une des grandes questions encore en suspens concerne la formation des chaos et les vitesses de déformation impliquées. Les régions chaotiques ont été interprétées comme des zones à forts gradients thermiques et peut-être même de fusion locale de la surface (Carr et al. 1998, Williams et Greeley 1998, Greenberg et al. 1998). Néanmoins, plusieurs scénarii de formation des *chaos* sont théoriquement envisageables.

6.2.3. Evaluation des compatibilités entre les différents modèles et implications sur la structure et la dynamique de la croûte

Au cours de ces deux dernières sections (5 et 6), nous avons passé en revue la quasi-totalité des structures observables à la surface d'Europe. Ces différents objets « géologiques » coexistent en tous endroits de la surface, mais les structures linéaires semblent dominer dans les hautes latitudes, tandis que les structures ponctuelles de type *chaos*, dômes et *lenticulae* sont les plus abondantes dans les régions proches de l'équateur. Les grandes divergences des modèles proposés aussi bien pour les structures ponctuelles que pour les structures linéaires peuvent finalement s'articuler autour d'une seule problématique : quelles sont les caractéristiques rhéologiques, thermiques, chimiques et dynamiques de la croûte susceptibles de contrôler la formation, l'évolution et la distribution de l'ensemble des structures de la surface ? Nous aborderons, dans cette partie, ce problème en confrontant les différentes structures et leurs modèles associés afin d'en évaluer les conséquences sur les propriétés de la couche externe d'H₂O. Enfin, nous énoncerons et comparerons les modalités du renouvellement de la surface impliquées pour les différentes structures.

On dénombre 3 grands types de modèles de formation des structures linéaires (i.e. rides) faisant intervenir des mécanismes plutôt rapides et nécessitant la présence de fluides Kadel et al. (1998) suggèrent une construction des flancs des rides par éjection cryovolcanique et empilement de givre. Turtle et al. (1998) attribuent le soulèvement des flancs des rides à un gonflement de la croûte sous la pression des injections successives d'un fluide très peu visqueux. Greenberg et al. (1998) proposent que les flancs des rides résultent d'un empilement de glace néoformée par la cristallisation de liquides dans le plan de fracture lors d'une phase extensive et éjectée en surface en bordure du plan de fracture lors d'une phase compressive. Ce dernier processus est également rapide puisque les phases d'extension et de compression sont dans ce modèle contrôlées par les forces de marées.

En ce qui concerne les structures ponctuelles endogènes, deux grands modèles font intervenir des phases liquides ou gazeuses. Carr et al. (1998) expliquent les larges zones chaotiques par fusion totale de la croûte. Thomson et Delaney (2001) et O'Brien et al. (2002) ont proposé des mécanismes contrôlés par la convection thermique et la composition chimique d'un océan profond. Ces deux travaux aboutissent à des temps de fusion de l'ordre de 10^3 à 10^4 ans. Crawford et Stevenson (1988) invoquent quant-à eux des processus explosifs pour expliquer la formation des *chaos*. Des liquides sous pression, enrichis en volatils, parviennent brutalement en surface lorsque la pression atteint le seuil de rupture de la glace.

Enfin, les mécanismes à l'origine de la construction des structures cryovolcaniques (décrits dans la section 6.2.1) font par définition appel à des écoulements de fluides peu visqueux en surface (i.e. morphologies et textures caractéristiques de ce genre de mise en place).

Tous ces modèles supposent la présence de liquides en profondeur et leur ascension vers la surface. La plupart prônent assez logiquement une épaisseur de glace faible (< 10 km) flottant sur un océan liquide. Le problème majeur consiste à faire remonter des liquides plus denses que la glace à travers la croûte. La figure 1.38 illustre clairement cette difficulté quelles que soient les compositions de l'océan et de la croûte. Toutefois, si des espaces sont ouverts dans la croûte (i.e. le long des fractures), l'état d'équilibre entre le liquide et la surface est atteint à une profondeur de l'ordre de 10 à 20% de l'épaisseur totale de glace. Ainsi, si la croûte de glace est assez fine, plusieurs mécanismes pourraient concourir à mener l'eau en surface. **1)** Une ouverture rapide peut conduire le niveau de l'eau sous pression à osciller avant de trouver sa position d'équilibre. L'eau pourrait ainsi franchir ce niveau d'équilibre et atteindre la surface. **2)** Après ouverture d'une fracture et une fois l'équilibre atteint, l'eau cristallise rapidement entre les deux compartiments. Les forces tectoniques engendrées par les marées peuvent rapprocher les deux compartiments et exercer une pression sur cette fine croûte néoformée et éjecter une partie des débris en surface (Greenberg et al. 1998). **3)** La composition de l'océan n'est pas bien connue, mais il se pourrait que des éléments volatils dégazent brutalement au contact du vide et conduisent de manière explosive une fraction de liquides en surface (Crawford et Stevenson 1988).

Une question peut cependant être posée : une croûte de glace fine est-elle une condition indispensable pour expliquer la présence de certaines structures ?

Les modèles dont nous avons parlé jusqu'à présent dans ce paragraphe ne considèrent pas l'évacuation de la chaleur interne comme étant un moteur de la dynamique de la croûte de glace. En effet, les épaisseurs de glace y sont généralement trop faibles pour concevoir un

transfert thermique autre que conductif. On a même pensé pendant longtemps qu'un transfert thermique convectif dans la croûte était incompatible avec le maintien d'un océan liquide du fait même de l'efficacité de ce mode de transfert de la chaleur interne (e.g. Reynolds et Cassen 1979).

La morphologie, la géométrie et la distribution des structures chaotiques, des dômes et des *lenticulae* ont amené Pappalardo et al. (1998) à revisiter ces structures en leur attribuant une origine convective. Pour amorcer ces mécanismes, il faut bien entendu admettre des épaisseurs de croûte plus importantes d'au moins 10 km (pour la rhéologie proposée par Goldsby et Kolhstedt (2001)). Les évidences d'écoulement en surface sont pourtant un obstacle majeur à ce type de modèle. Head et Pappalardo (1999) ont donc proposé qu'une fraction liquide, issue d'une fusion partielle locale dans la croûte contrôlée par la température et la concentration de sels ou autres composés abaissant le point de fusion, soit drainée dans un réseau de canaux (par analogie à ce que l'on observe dans la banquise terrestre). La fusion partielle locale au sein de la croûte fait actuellement l'objet d'une étude numérique. En supposant une croûte de glace flottant sur un océan liquide et en prenant en compte la dissipation de chaleur par effets de marée dans la croûte de glace, Tobie et al. (2002, 2003) concluent que des remontées épisodiques de glace « chaude » parviennent localement jusqu'à des profondeurs de l'ordre de 10 km voire moins avant de s'effondrer par fusion partielle au cœur des diapirs. Leur modèle montre également que l'épaisseur totale de croûte (couvercle conductif et partie convective) ne peut excéder 30 km (avec une valeur probable autour de 25 km). Ce modèle numérique appuie ainsi les hypothèses de Head et Pappalardo (1999).

Parmi les modèles de construction des rides présentés à la section 6.1.1, deux font intervenir des déformations ductiles sans présence de liquides. Le modèle de Head et al. (1998a) s'appuie sur l'observation d'un héritage structural sur les flancs de certaines rides doubles traduisant le soulèvement de la croûte initiale par pression verticale d'un diapir linéaire. Sullivan et al. (1997) envisagent, à l'inverse, que le soulèvement de la croûte initiale résulte de contraintes horizontales compressives par fluage de la glace en profondeur. Ces déformations ductiles en profondeur pourraient être, là aussi, le reflet d'un transfert convectif de la chaleur, toutefois Tobie et al. (2003) tendent à montrer que l'épaisseur du couvercle atteint environ 10 km. Il est donc difficile d'admettre des déformations superficielles si faibles pour une épaisseur si importante. Une alternative serait de considérer, une fois de plus, des variations latérales de viscosité importantes et, pourquoi pas, de la fusion partielle à faible profondeur.

L'âge moyen « absolu » de la surface donné par les deux modèles décrits à la section 4 s'appuie sur la densité et la taille des cratères d'impact météoritiques. Nous avons vu que cet âge est jeune comparé à Ganymède ou Callisto. Il apparaît donc évident que des processus de renouvellement de la surface effacent progressivement la trace des cratères anciens. Nous ne parlerons d'ailleurs, dans ce manuscrit, de renouvellement de la surface qu'au travers de la disparition des cratères. Les structures que nous venons de décrire, aussi bien ponctuelles que linéaires, participent à ce renouvellement. Les modalités en sont toutefois très différentes.

Dans le cas des structures ponctuelles et notamment des zones chaotiques, la surface initiale se disloque au profit d'une matrice rugueuse qui correspond à l'emplacement *in situ* de surfaces néoformées. En revanche, les structures linéaires, notamment les bandes sombres extensives, correspondent à une ouverture en tension de la surface et à la mise en place de matériel nouveau généralement strié. Ce mécanisme implique, contrairement à la chaotisation, des mouvements horizontaux importants de la croûte superficielle. Le chapitre 3 de ce manuscrit fait état de la découverte des structures compressives sensées compenser l'extension de ces bandes.

En conclusion, nous voyons se dessiner ici deux grands types de modèles dont les implications sur la structure, l'épaisseur, la composition, les flux thermiques, la rhéologie et les vitesses de déformation de la croûte de glace divergent. La grande majorité des modèles s'accordent cependant à reconnaître l'existence d'un océan liquide profond. L'estimation des vitesses de déformation associées à la construction des diverses structures est une des clefs qui permettra de contraindre le type de mécanisme impliqué. L'ensemble de ce travail a donc été mené dans cet esprit en utilisant, avant tout, les observations de surface.

1. Introduction

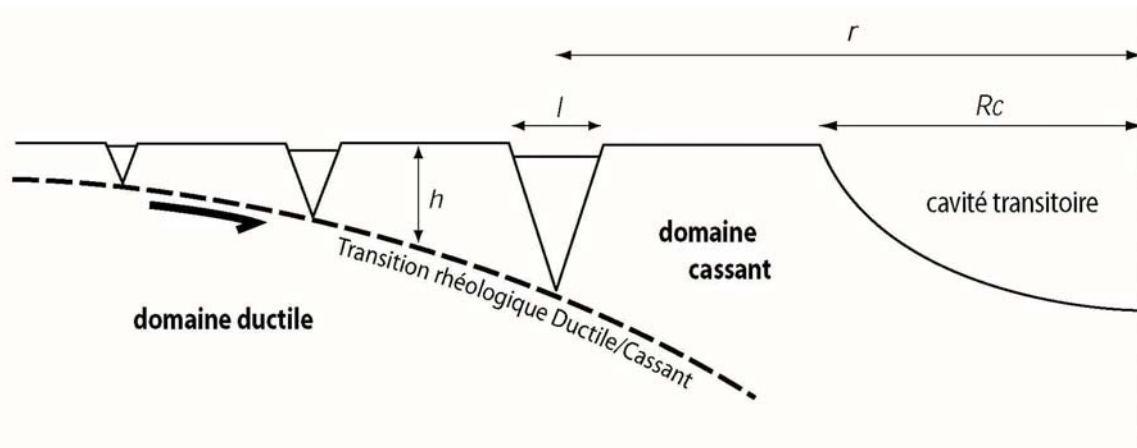
Allemand et Thomas (1991) ont montré dans le cas de Callisto qu'il était possible d'obtenir, à partir des bassins d'impact multi-anneaux, des informations sur les caractéristiques rhéologiques et thermiques des lithosphères planétaires. Les méthodes utilisées pour déterminer la profondeur de la transition ductile/cassant (TDC), la température à cette transition, puis les valeurs des gradients thermiques, des vitesses de déformation post-impact, des viscosités et enfin les profils rhéologiques seront en premier lieu présentées. Dans une seconde partie, nous présenterons les paramètres choisis avant d'appliquer ces méthodes à deux structures d'impact multi-anneaux bien imagées de la surface d'Europe (*Tyre & Callanish*). Une étude thermique plus poussée a permis d'obtenir des informations sur le mode de transfert de la chaleur et ses conséquences sur l'épaisseur de la croûte totale de glace et la composition et la température de l'océan sous-jacent. Nous discuterons finalement de l'importance des variations physico-chimiques de la croûte de glace et des vitesses de déformations impliquées localement ; ces paramètres contrôleraient la structure rhéologique de la croûte d'Europe. Cette étude a partiellement fait l'objet d'une publication qui figure en annexe et dont les conclusions demeurent identiques. Nous avons cependant choisi de reprendre l'intégralité de ce travail dans la mesure où de nombreuses améliorations y ont été apportées, notamment pour ce qui concerne les transferts thermiques et les profils rhéologiques.

2. Détermination des caractéristiques de la croûte glacée

2.1. Relaxation des bassins d'impact multi-anneaux

Les étapes de la formation d'un bassin d'impact sont aujourd'hui bien connues (Melosh et McKinnon 1978, McKinnon et Melosh 1980, Allemand et Thomas 1991). A la suite d'un impact météoritique, plusieurs événements instantanés à l'échelle des temps géologiques opèrent.

Dans un premier temps, le projectile transfère brutalement son énergie cinétique sous forme de chaleur et d'énergie mécanique. Une fraction de la cible (surface glacée) fond et/ou, en conséquence des pressions extrêmement faibles en surface, se sublime directement. Une autre fraction du matériel est éjectée dans toutes les directions radiales par rapport au point d'impact : c'est la phase d'excavation. Une cavité subcirculaire est alors formée en surface.

**Figure 2.1**

Coupe schématique d'un demi bassin multi-anneaux inspirée de Allemand et Thomas (1991). Chaque anneau représente un graben concentrique ouvert par fluage de l'asthénosphère sous-jacente lors de la relaxation. Les grabens s'enracinent à la transition ductile/cassant dont la profondeur h est proportionnelle à leur largeur l en surface. R_c est le rayon de la cavité transitoire, tandis que r est la distance d'un graben par rapport au centre du cratère.

Les éjectas retombent à des distances fonctions de la gravité, de leur masse, de la vitesse et de l'angle d'éjection.

A partir de ce moment, la croûte va progressivement réajuster les contraintes à des vitesses de déformation inversement proportionnelles à la distance au centre de la cavité transitoire. Des phénomènes de glissement de terrain modifient rapidement les bordures du cratère, tandis qu'en profondeur l'asthénosphère flue de façon radiale à une vitesse croissante à mesure que l'on s'approche de la cavité centrale (Melosh et McKinnon 1978) : c'est la phase de relaxation du cratère.

La friction générée à la base de la lithosphère entraîne sa rupture et la formation à long terme de grabens concentriques autour du cratère (figure 2.1). Il a été mis en évidence que le nombre d'anneaux concentriques d'une part (McKinnon et Melosh 1980), et la largeur des grabens d'autre part (Allemand et Thomas 1991) sont proportionnels à la profondeur du décollement correspondant à la Transition Ductile-Cassant (TDC par la suite). En particulier, la mesure de la largeur moyenne des grabens concentriques (l) permet de calculer la profondeur (h) des failles normales constituant les grabens (figure 2.1):

$$h = \frac{l}{2} \times \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad \text{éq.(2.1)}$$

avec φ l'angle de friction interne de la glace d'eau.

2.2. Caractéristiques rhéologiques et thermiques à la TDC

Au sein d'un milieu cassant, la déformation est régie par l'équation de Mohr-Coulomb :

$$\tau = \sigma_n \tan \varphi + C \quad \text{éq.(2.2)}$$

avec τ la contrainte tangentielle, σ_n la contrainte normale et C la cohésion du matériau considéré. Dans le milieu ductile, la loi rhéologique du fluage est:

$$\dot{\varepsilon}_r = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad \text{éq.(2.3)}$$

avec $\dot{\varepsilon}_r$ la vitesse de déformation à une distance r du centre du cratère, T la température du matériel ductile à une profondeur donnée, σ_1 et σ_3 les contraintes principales, et R la constante des gaz parfaits.

Théoriquement, les contraintes mises en jeu dans les domaines fragile et ductile sont égales à la TDC. Ainsi, en combinant les équations (2.2), (2.3) et les relations déterminées à partir du cercle de Mohr :

$$\tau = \sin(2\alpha) \times (\sigma_1 - \sigma_3) / 2 \quad \text{éq.(2.4)}$$

$$\sigma_n = [(\sigma_1 + \sigma_3) / 2] - [\cos(2\alpha) \times (\sigma_1 - \sigma_3) / 2] \quad \text{éq.(2.5)}$$

avec $\alpha = (\pi/4) + (\varphi/2)$ l'inclinaison du plan de faille, la température à la TDC à l'aplomb des différents grabens peut être calculée (Allemand et Thomas 1991) :

$$T = \frac{Q}{R} \left(\frac{1}{\ln(\dot{\varepsilon}_r) - \ln\left[A \times \left(\frac{2C}{\sin(2\alpha) + \mu - \mu \cos(2\alpha)} \right) + (1-k)\rho gh \right]^n} \right) \quad \text{éq.(2.6)}$$

avec :

$$k = [\sin(2\alpha) - \mu - \mu \cos(2\alpha)] / [\sin(2\alpha) + \mu - \mu \cos(2\alpha)],$$

$$\mu = \tan \varphi, \text{ et}$$

ρ la masse volumique de la glace et g l'accélération de la gravité.

Dans l'équation (2.6), la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_r$ n'est pas connue a priori. Dans le cas particulier des cratères d'impact, son expression est (Melosh et McKinnon 1978) :

$$\dot{\varepsilon}_r = \dot{\varepsilon} \times \left(\frac{R_c}{r} \right)^4 \quad \text{éq.(2.7)}$$

avec $\dot{\varepsilon}$ la vitesse de déformation en bordure de la cavité centrale de rayon R_c . La vitesse $\dot{\varepsilon}$ peut être estimée pour une taille de grain donnée à partir de l'équation (2.6) extrapolée en surface ($h = 0$, $T = T_s$). En effet, lorsque l'on s'éloigne du centre du cratère ($r \rightarrow \infty$), la profondeur de la TDC s'amenuise ($h \rightarrow 0$) et la température à la base de la TDC doit tendre vers T_s , celle-ci a été mesurée par *Galileo* et s'avère donc assez fiable (Spencer et al. 1999). Puisque la valeur asymptotique de la température est uniquement fonction de $\dot{\varepsilon}$, il n'existe qu'une seule vitesse de déformation plausible pour une taille de grain donnée et une température de surface fixée. Ainsi, pour tout couple (T_s , d), l'équation (2.6) permet de calculer les températures à l'aplomb des grabens puisque la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_r$ et la profondeur h de la TDC sont déterminées à partir des mesures de la distance au centre du cratère d'impact (équation (2.7)) et de la largeur l (équation (2.1)). Enfin, la détermination des températures puis des gradients thermiques dans la partie fragile de la croûte permet d'avoir accès aux flux thermiques par la loi de Fourier :

$$q = k(T) \frac{dT}{dz} \quad \text{éq.(2.8)}$$

où $k(T)$ est la conductivité thermique fonction de la température (définie par Hillier et Squyres 1991, annexe A).

De la même façon, il est possible de déduire les viscosités associées à chaque température calculée. La viscosité effective dépend de la contrainte et de la vitesse de déformation selon la relation empirique suivante (Pappalardo et al. 1998, Durham et al. 2001) :

$$\eta_{eff} = \frac{\sigma}{3\dot{\varepsilon}} \quad \text{éq.(2.9)}$$

La contrainte peut alors être remplacée par son expression en terme de fluage (équation (2.3)). On obtient donc :

$$\eta_{eff} = \frac{[\dot{\varepsilon}_r / A \cdot \exp(-Q/RT)]^{(1/n)}}{3\dot{\varepsilon}_r} \quad \text{éq.(2.10)}$$

Comme dans le cas des températures, les différentes valeurs de viscosité sont affectées à des profondeurs variables. On a donc accès à un profil de viscosité sous les bassins d'impact. La figure 2.2 est un organigramme retraçant les différentes étapes menant au calcul des températures et des viscosités. Si l'on calcule l'évolution des contraintes en domaines cassant et ductile, des profils rhéologiques peuvent être établis en différents endroits sous les bassins d'impact. Dans une croûte fracturée dans toutes les directions et sans pression des fluides, la résistance à la fracturation est donnée par (Jaeger et Cook 1979) :

Méthode de détermination des caractéristiques rhéologiques à l'interface ductile-cassant sous Tyre et Callanish

Mesures de la largeur l des grabens
à la distance r du centre du cratère

$$h = \frac{l}{2} \times \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)$$

Mohr-Coulomb

$$\tau = \sigma_n \tan \varphi + C$$

Glen-Arrhénus

$$\dot{\epsilon}_r = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)$$

$$\sigma_n = [(\sigma_1 + \sigma_3)/2] + [\cos(2\alpha) \times (\sigma_1 - \sigma_3)/2]$$

$$\tau = \sin(2\alpha) \times (\sigma_1 - \sigma_3)/2$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$$

lois de fluage dépendantes ou non de la taille des grains

Goldsby et Kolhstedt (1997, 2001)

Durham et al. (1992, 1997, 2001)

$$T = -\frac{Q}{R} \left[\ln\left(\dot{\epsilon}(T_s) \left(\frac{R_c}{r}\right)^4\right) - \ln(A \cdot F_{\varphi,C}^n(h)) \right]^{-1}$$

Détermination des températures et des viscosités
à la transition ductile-cassant

$$\eta = \frac{[\dot{\epsilon}_r / A \cdot \exp(-Q/RT)]^{1/n}}{3\dot{\epsilon}_r}$$

Figure 2.2

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_C = 2 \cdot (\mu \sigma_3 + C) \left[(\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu \right] \quad \text{éq.(2.11)}$$

Les paramètres utilisés ici sont définis pour les équations (2.2 et 2.6). En contexte extensif, on considère que (Ruiz et Tejero, 2001) :

$$\sigma_3 = \rho g h - (\sigma_1 - \sigma_3)_C \quad \text{éq.(2.12)}$$

Si l'on remplace l'équation (2.12) dans l'équation (2.11), on obtient :

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_C = \frac{2B \cdot (\mu \rho g h + C)}{(2\mu B + 1)} \quad \text{éq.(2.13)}$$

avec $B = (\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu$.

Pour ce qui est de la résistance au fluage, il suffit de reprendre l'équation (2.3) :

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_D = \left[\frac{\dot{\epsilon}_r}{A \cdot \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)} \right]^{1/n} \quad \text{éq.(2.14)}$$

La superposition des courbes données par les équations (2.13 et 2.14) donne le profil rhéologique. Comme la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_r$ et la température varient en fonction de la distance au centre du cratère, il est évident que le profil rhéologique sera différent sous chaque graben.

3. Choix des paramètres

Les méthodes proposées ci-dessus nécessitent le recours à de nombreux paramètres rhéologiques propres au domaine cassant et au domaine ductile.

L'angle de friction interne ϕ et la cohésion C qui interviennent dans l'équation de Mohr-Coulomb et le calcul des profondeurs des grabens ont été déduits de mesures expérimentales à partir de tests de friction de la glace polycristalline Ih à basses températures (77-115 K) et à différentes pressions de confinement (0-250 MPa) par Beeman et al. (1988). Les échantillons sont sciés à 45° de l'horizontale puis cicatrisés. Cette surface constitue ainsi un plan privilégié de friction. L'échantillon est alors placé dans l'appareil expérimental et le différentiel de contrainte est mesuré au cours de l'expérience (voir l'annexe A pour la description précise du protocole expérimental et des résultats). Les contraintes normale et tangentielle sont calculées à chaque seuil maximal de rupture. Beeman et al. (1988) déduisent ainsi deux lois de friction :

$$\tau = 0,55 \sigma_n \quad \text{pour } 0 < P_c < 5 \text{ MPa} \quad \text{éq.(2.15), et}$$

$$\tau = 0,2 \sigma_n \quad \text{pour } 10 < P_c < 250 \text{ MPa} \quad \text{éq.(2.16)}$$

Le domaine qui nous intéresse ici est proche de la surface et les pressions impliquées restent modérées (<5 MPa). Les paramètres de l'équation (2.15) sont donc plus appropriés et nous prendrons par la suite des valeurs suivantes : $C = 1$ MPa, $\mu = \tan \varphi = 0,55$, d'où $\varphi = 30^\circ$.

En ce qui concerne le comportement ductile, nous avons testé différentes lois rhéologiques. Les différents travaux expérimentaux menés sur la glace Ih s'accordent sur une valeur de l'énergie d'activation de l'ordre de $Q = 190 \text{ kJ.mol}^{-1}$ pour des températures supérieures à 260 K et de l'ordre de 60 kJ.mol^{-1} ou moins pour des températures plus basses, mais donnent des valeurs de A et n divergentes. La valeur de ces différents paramètres est très dépendante des mécanismes qui contrôlent la déformation. Durham et al. (1992, 1997, 2001) proposent trois régimes de fluage fonctions de la température pour un domaine de contraintes assez élevées où la déformation est principalement causée par la migration des dislocations et pour des pressions de confinement de 50 MPa. Le régime A est valable pour des températures > 240 K et n'est donc pas représentatif des conditions de subsurface. En revanche, les régimes B et C paraissent plus plausibles. L'extrapolation aux faibles régimes de contrainte et températures de surface est située à la limite de ces deux régimes (Durham et al. 1997), cependant les pressions de confinement sont élevées. Nous avons tout de même testé les régimes B et C dont les paramètres rhéologiques sont mentionnés dans la table 2.1.

A plus faible régime de contraintes, le glissement basal accommodé par le glissement intergranulaire et le glissement intergranulaire accommodé par le glissement basal deviennent prépondérants et semblent plus adaptés aux conditions qui nous intéressent.

Expérimentalement et sur des échantillons dont la taille des grains varie de 3 à 90 μm , Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) ont déterminé des paramètres A , Q , et n adaptés aux vitesses de déformation planétaires sous faibles pressions de confinement qui correspondent à ces mécanismes. Dans le cas du glissement basal accommodé par GBS, le paramètre A et donc le fluage dépend de la taille des grains d selon la loi :

$$A = A' d^{-p} \quad \text{éq.(2.17)}$$

avec $A' = 10^{-2,4}$ SI et $p = 1,4$. Bien que stationnaire, nous pensons pouvoir utiliser ce régime rhéologique ($Q = 49 \text{ kJ.mol}^{-1}$, $n = 1,8$) pour décrire, en première approximation, la relaxation post-impact. Cette loi, par ailleurs largement adoptée dans la littérature (Moore et al. 1998, Pappalardo et al. 1998, McKinnon 1999, Ruiz et Tejero 2001), intègre la taille des grains dans le calcul des températures, gradients thermiques et vitesses de déformation.

Dans le cas du GBS accommodé par glissement basal, la taille des grains n'intervient pas, le régime de contraintes est plus faible et l'exposant des contraintes et l'énergie d'activation

sont légèrement plus élevés ($Q = 60 \text{ kJ.mol}^{-1}$, $n = 2,4$). Pour des régimes de contraintes encore plus faibles, ces mécanismes sont inhibés, les processus diffusifs contrôlent la déformation ($n = 1$).

Ces régimes de glissements des grains et des systèmes basaux sont cohérents à proximité de la surface d'Europe et sont également testés dans cette étude. La table 2.1 synthétise les paramètres rhéologiques inhérents au domaine ductile qui seront introduits dans les équations.

<u>Auteurs</u>	<u>T (K)</u>	<u>Log₁₀A</u> (MPa ⁻ⁿ m ^p s ⁻¹)	<u>n</u>	<u>p</u>	<u>Q (kJ/mol)</u>	<u>Régime</u>
Durham et al. (1992)	(a) - 240	5,1 ± 0,03	4,0 ± 0,1	0	61 ± 2	dislocation
Durham et al. (1997)	(a)	-3,8	6,0 ± 0,4	0	39 ± 5	dislocation
Goldsby et Kohlstedt (2001)	215 - 236	-2,4	1,8	1,4	49 ± 1	basal / GBS
Goldsby et Kohlstedt (2001)	< 255	7,74	2,4	0	60	GBS / basal

(a) la transition entre les régimes B et C dépend davantage du régime de contraintes que de la température.

Table 2.1 Paramètres rhéologiques des différentes lois utilisées dans ce travail. La colonne « régime » précise le mécanisme dominant la déformation pour chaque loi rhéologique.

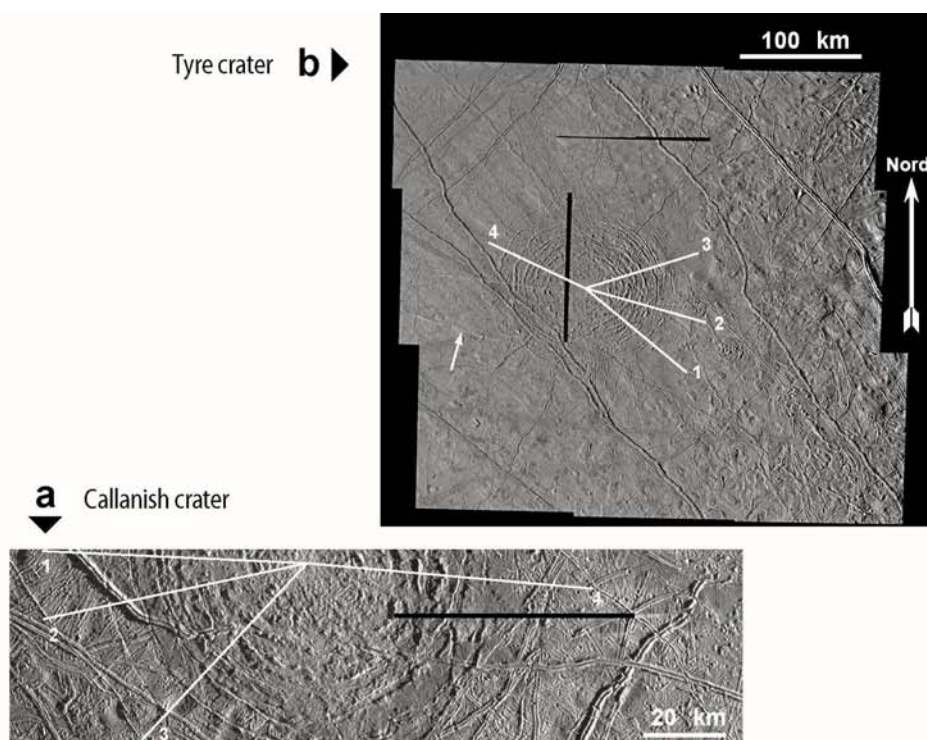
4. Application à deux structures d'impact sur Europe

4.1. Caractéristiques rhéologiques, températures et gradients thermiques

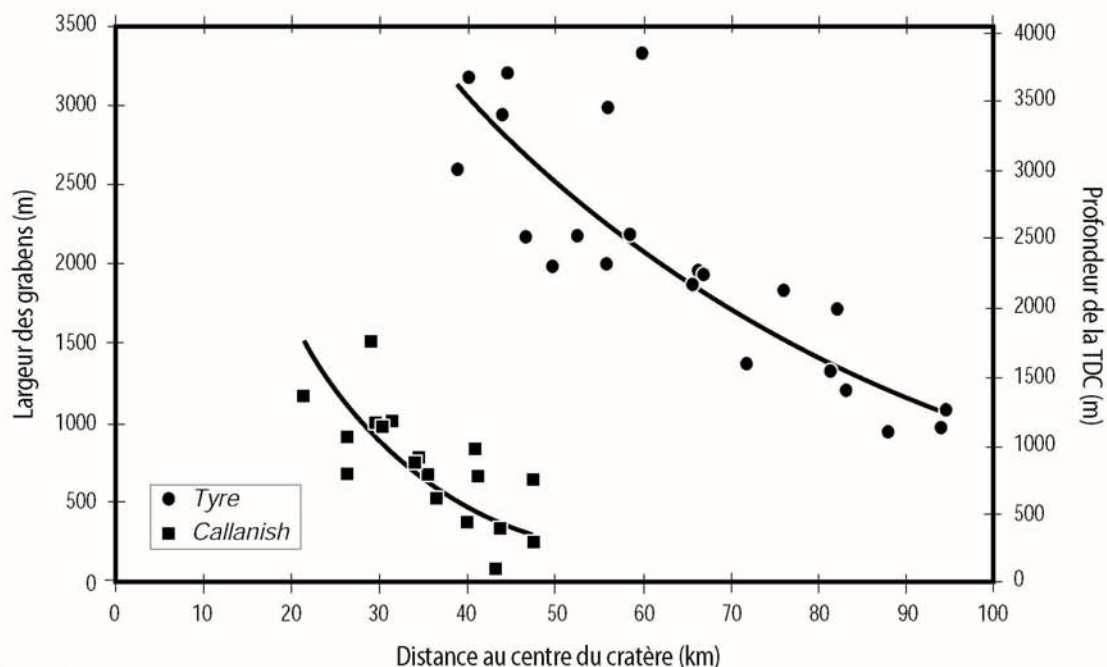
Sur Europe, les structures *Callanish* et *Tyre* sont des bassins constitués par des cratères d'impact (Moore et al. 1998) cerclés d'anneaux concentriques. *Callanish* (16°S & 334°W) présente une cavité transitoire de rayon $10 \pm 3 \text{ km}$ (Turtle et al. 1999) et montre une série de grabens d'une remarquable fraîcheur sur près de 50 km de rayon par rapport au centre du cratère (figure 2.3a). *Tyre* (32°N & 147°W) est constitué d'une cavité transitoire de $13 \pm 2 \text{ km}$ (Turtle et al. 1999) entourée de grabens s'étendant jusqu'à 90 à 100 km du centre du cratère (figure 2.3b).

Les largeurs des grabens ont été mesurées selon quatre profils sur *Callanish* et sur *Tyre* (figure 2.3). Il apparaît qu'à une distance donnée du cratère (figure 2.4), les grabens de *Callanish* sont en moyenne 2 km moins larges que ceux de *Tyre*. Malgré une grande dispersion, on observe, lorsque l'on s'éloigne du centre du cratère, une décroissance exponentielle de la largeur des grabens de la forme :

$$l = a.e^{-br} \quad \text{éq.(2.18)}$$

**Figure 2.3**

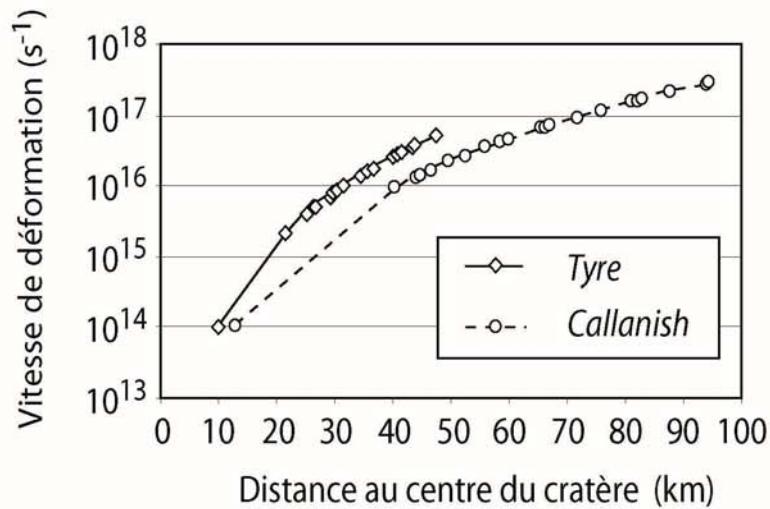
Les deux bassins étudiés : (a) Callanish (16°S & 334°W) [combinaison des images E4 2513 et E4 2526]. (b) Tyre (32°N & 147°W) [image PIA 01633], la flèche montre une jeune fracture sur laquelle fut mesurée une taille des grains de 100 μm (Geissler et al. 1998). Les mesures de distances ont été réalisées selon les 4 profils représentés sur chaque image.

**Figure 2.4**

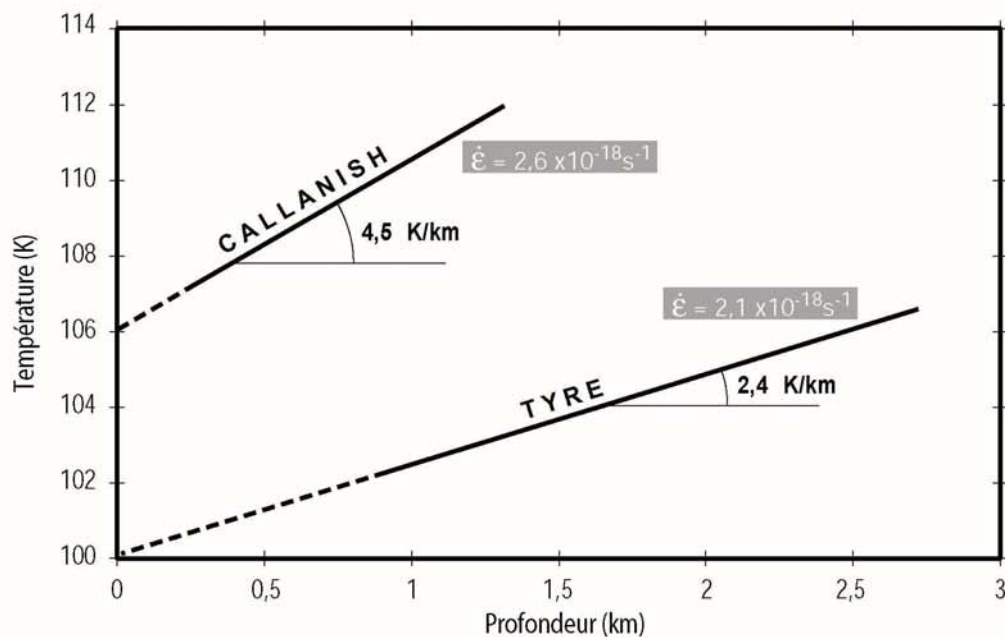
Largeur mesurée des grabens et profondeur correspondante (eq.1) en fonction de la distance au centre du cratère. L'interpolation exponentielle des données brutes paraît la plus adaptée car elle fait tendre la largeur des grabens vers zéro quand la distance au centre du cratère augmente. Les équations des courbes sont données dans le texte et utilisées pour les calculs de température.

avec $a = 5746$ m, $b = 0,062 \text{ km}^{-1}$ pour *Callanish* et $a = 6639$ m, $b = 0,0193 \text{ km}^{-1}$ pour *Tyre*. La décroissance de la largeur avec la distance est donc trois fois moins importante sur *Tyre* que sur *Callanish*. La profondeur de la TDC à l'aplomb des grabens (représentée sur l'axe droit de la figure 2.4) est donc variable et peut être calculée à partir de l'équation (2.1) en utilisant les coefficients de Beeman et al. (1988). Dans la région de *Callanish*, l'épaisseur de la croûte cassante est très faible. A 20 km du centre du cratère, son épaisseur est d'environ 2 km et décroît rapidement au dessous de 500 m d'épaisseur au-delà de 40 km. Tandis que la croûte cassante sous *Tyre* a une épaisseur de 3,5 km à 40 km du centre du cratère et décroît plus lentement à mesure que l'on s'en éloigne : à 100 km du centre, son épaisseur reste supérieure à 1 km.

En prenant différentes lois rhéologiques fonctions du mécanisme dominant la déformation, les températures à l'aplomb des grabens sont calculées à partir de l'équation (2.6) pour une gamme de températures de surface. Ce travail s'est toutefois appuyé sur la loi dépendante de la taille des grains de Goldsby & Kohlstedt (1997, 2001) pour les raisons expliquées dans le paragraphe précédent. Les températures à la TDC et les gradients thermiques sont ainsi obtenus pour un couple (T_s, d) fixé. D'une part, Geissler et al. (1998a) ont montré à partir d'observations de spectroscopie infrarouge (NIMS) menées sur une fracture fraîche de la région de *Tyre* (représentée par une flèche sur la figure 2.3b) que le diamètre des grains de subsurface devait être de l'ordre de 100 μm . D'autre part, les températures moyennes de surface T_s aux latitudes de *Callanish* et *Tyre* ont été estimées à partir de mesures et sont respectivement de 106 et 100 K (d'après Spencer et al. 1999). La présence de composés en mélange avec la glace (e.g. régolithe, sels) pourrait toutefois augmenter la température jusqu'à 130 K en subsurface (Shoemaker 1982, Ruiz et Tejero 2001). Les valeurs des vitesses de déformation en bordure des cratères $\dot{\epsilon}$ sont estimées à partir de l'équation (2.6) afin que la température de la TDC tende vers T_s quand $h \rightarrow 0$ et $r \rightarrow \infty$. Elles sont respectivement de $2,6 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ et $2,1 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ pour *Callanish* et *Tyre*. La variation de la vitesse de déformation dans les bassins est décrite par l'équation (2.7) et est représentée sur la figure 2.5 pour $\dot{\epsilon} = 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. La figure 2.6 présente la variation de température à la TDC en fonction de sa profondeur pour les vitesses de déformation déterminées ci-dessus et $d = 100 \mu\text{m}$. Les températures augmentent linéairement avec la profondeur selon des pentes distinctes correspondant à des gradients thermiques de 4,5 K/km pour *Callanish* et seulement 2,4 K/km pour *Tyre*.

**Figure 2.5**

Variation de la vitesse de déformation sous les bassins calculée avec l'équation (2.8). Chaque point représente une mesure. Les vitesses varient de 3 ordres de grandeur entre la bordure du cratère et la limite externe du bassin. La vitesse de déformation en bordure du cratère est ici fixée à $10^{-14} s^{-1}$.

**Figure 2.6**

Profil de température en fonction de la profondeur dans le domaine cassant sous Callanish et Tyre pour $d = 100 \mu m$ (Geissler et al. 1998a) et T_s respectivement de 106 et 100 K (Spencer et al. 1999). Les vitesses de déformation indiquées sont calculées à partir de l'extrapolation des températures en surface. Les pentes de ces droites indiquent des valeurs de gradients thermiques de 4,5 K/km pour Callanish et 2,4 K/km pour Tyre.

Les résultats obtenus dans la figure 2.6 peuvent être généralisés à d'autres couples (T_s , d). Les valeurs des vitesses de déformation en bordure du cratère ($\dot{\epsilon}$) et les gradients thermiques sont présentés dans la figure 2.7 en fonction de différents couples (T_s , d).

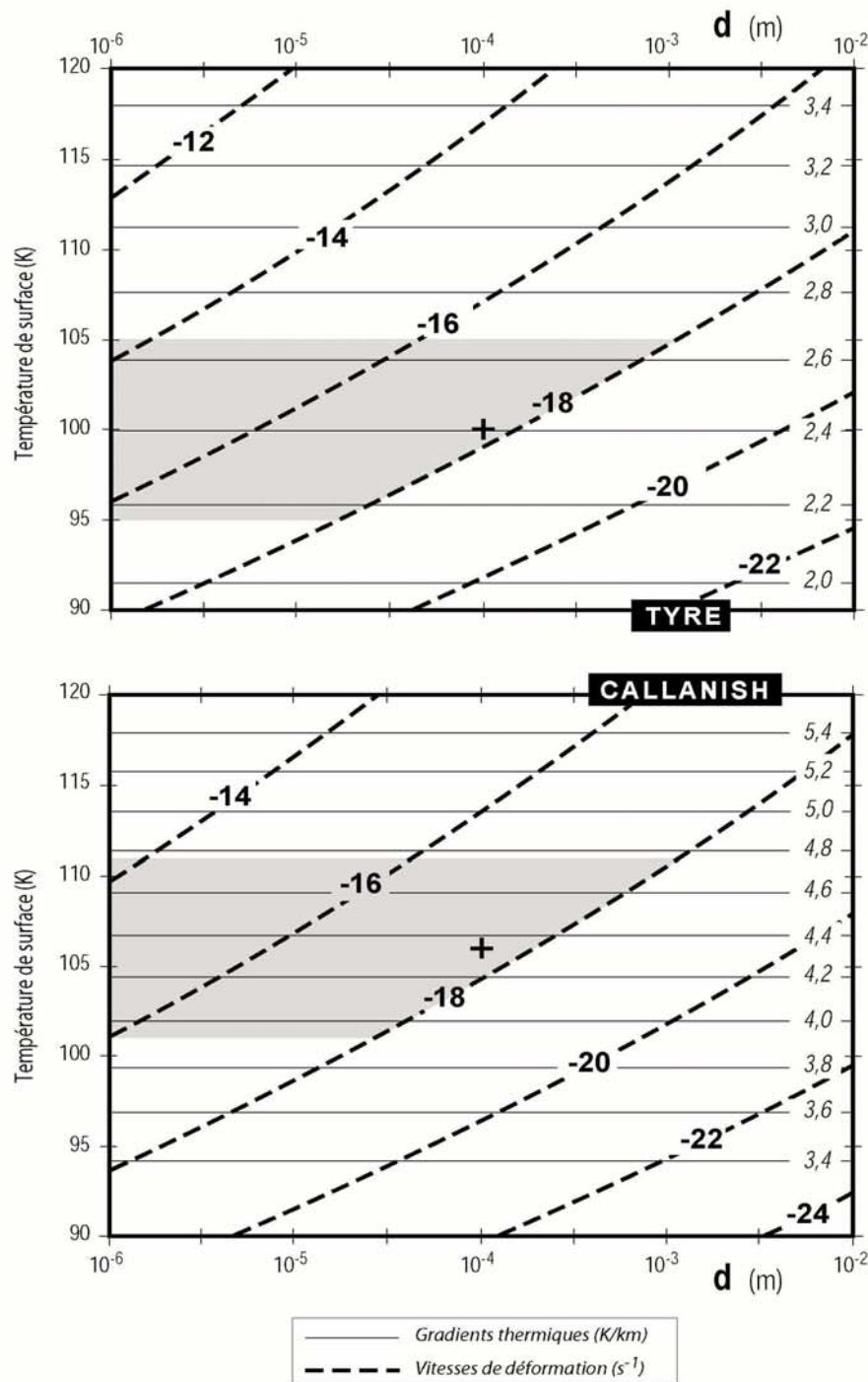


Figure 2.7

Influence de la taille des grains et de la température de surface sur les valeurs des gradients thermiques (traits pleins) et des vitesses de déformation associées (pointillés) pour Callanish et Tyre. Les croix correspondent aux T_s de Spencer et al. (1999) avec $d = 100 \mu m$ (Geissler et al. 1998a). Les aires grisées prennent en compte des incertitudes de ± 5 K sur ces températures de surface. Les vitesses de déformation inférieures à $10^{-18} s^{-1}$ sont exclues de ce domaine car peu probables en regard du jeune âge de la surface d'Europe. Toutes les températures sont calculées à partir de la loi de fluage de Goldsby et Kolhstedt (1997, 2001) et des paramètres de friction de Beeman et al. (1988).

Les zones grisées représentent le domaine le plus probable de ces différents paramètres pour *Callanish* et *Tyre*. Elles sont limitées horizontalement par les valeurs des températures moyennes de surface estimées à partir de mesures (Spencer et al. 1999) affectées de ± 5 K d'incertitudes, soit respectivement une incertitude de $\pm 0,4$ et $\pm 0,25$ K/km sur les gradients thermiques. A droite, le domaine peut être limité par la vitesse de déformation de 10^{-18} s^{-1} . En effet, comme les deux cratères étudiés présentent des taux de déformation de 10 à 15 %, toute vitesse de déformation inférieure à 10^{-18} s^{-1} nécessite des temps de relaxation supérieurs à l'âge de la planète ! Il n'existe pas, à notre connaissance, de moyens pour contraindre la taille des grains à la TDC. Celles-ci ont été obtenues en surface sur une fracture fraîche (Geissler et al 1998a) et peuvent ne pas être représentatives de la taille moyenne des grains en profondeur. Aucune limite n'a donc été représentée à gauche du domaine grisé. Cependant, les tailles de grains généralement observées sur les glaciers et banquises sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de microns. Il apparaît donc raisonnable d'imaginer que, dans le cas d'Europe, la glace à la TDC n'existe pas sous forme de grains inférieurs au micron. C'est pourquoi les calculs n'ont pas été effectués en dessous de cette limite. Les vitesses de déformation calculées sont extrêmement faibles, mais augmentent de plus d'un ordre de grandeur lorsque la taille des grains diminue d'un ordre de grandeur. Les valeurs des gradients thermiques ne dépendent pratiquement pas des tailles de grains et varient en fonction de T_s de 2,15 à 2,65 K/km pour *Tyre* et de 3,9 à 4,75 K/km pour *Callanish* dans le domaine grisé. Pour des températures de surface de 130 K et une taille des grains de 100 μm , on obtient respectivement pour *Tyre* et pour *Callanish* des vitesses de déformation de 10^{-12} et $5 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ et des gradients thermiques de 4,12 et 6,83 K.km^{-1} .

La même démarche a été menée avec les régimes B et C de fluage par migration des dislocations de Durham et al. (1992, 1997, 2001a, b) et la loi rhéologique de glissement grains sur grains accommodé par le glissement basal (Goldsby et Kohlstedt 2001) (table 2.1). Les résultats sont présentés sur les figures 2.8 à 2.10. Comme la taille des grains n'intervient pas dans ces mécanismes de déformation, on peut directement associer les vitesses de déformation, les températures de surface et les gradients thermiques. Si l'on fixe $T_s = 100$ K pour *Tyre* et $T_s = 106$ K pour *Callanish*, le régime B de Durham et al. donne respectivement des gradients thermiques de l'ordre 0,8 et 1,7 K.km^{-1} pour des vitesses de déformation beaucoup trop faibles de l'ordre de 10^{-22} s^{-1} . Le régime C de Durham et al. donne quant-à lui des gradients encore plus faibles de 0,17 K.km^{-1} pour *Tyre* et 1,05 K.km^{-1} pour *Callanish*, mais des vitesses de déformation plus élevées d'environ 10^{-20} s^{-1} .

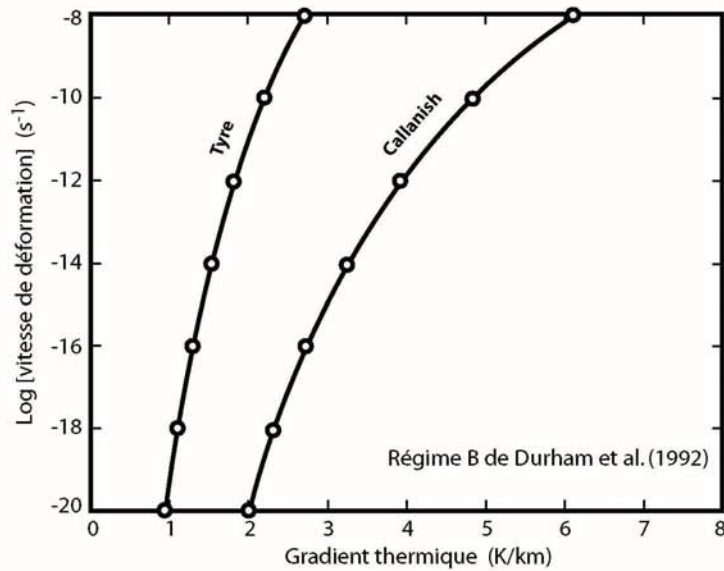
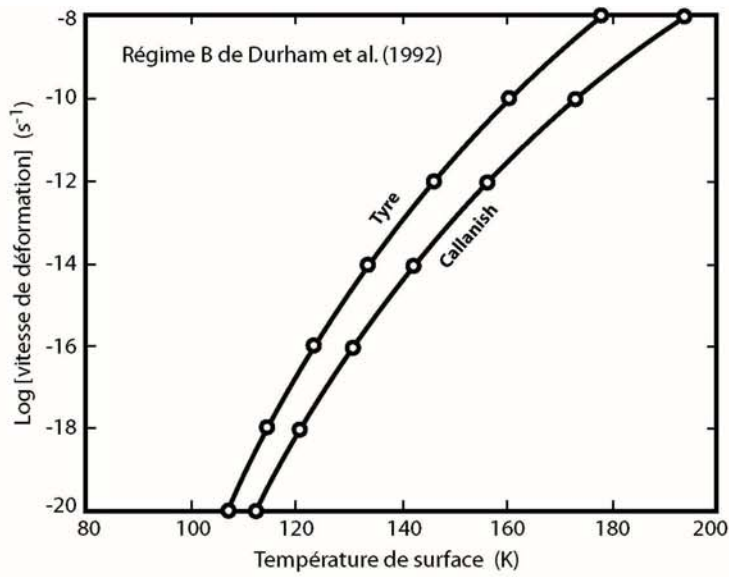
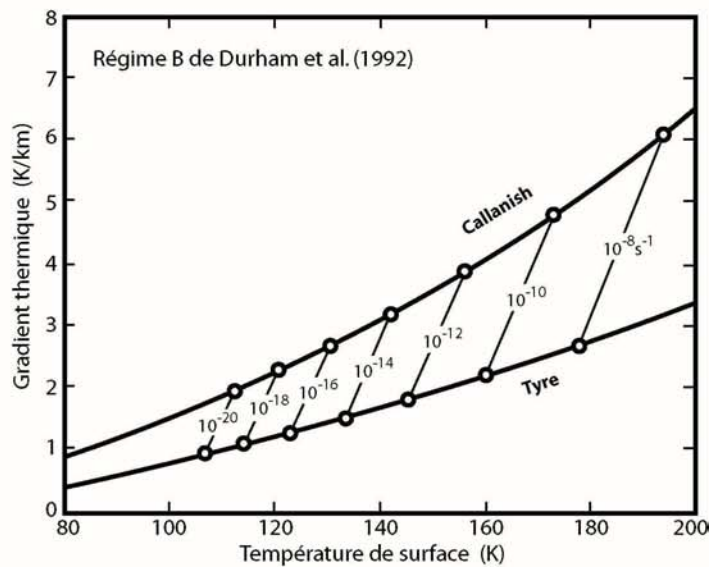


Figure 2.8

Calcul des températures et des gradients thermiques pour une déformation contrôlée par le mouvement des dislocations selon le régime B de Durham et al. (1992).



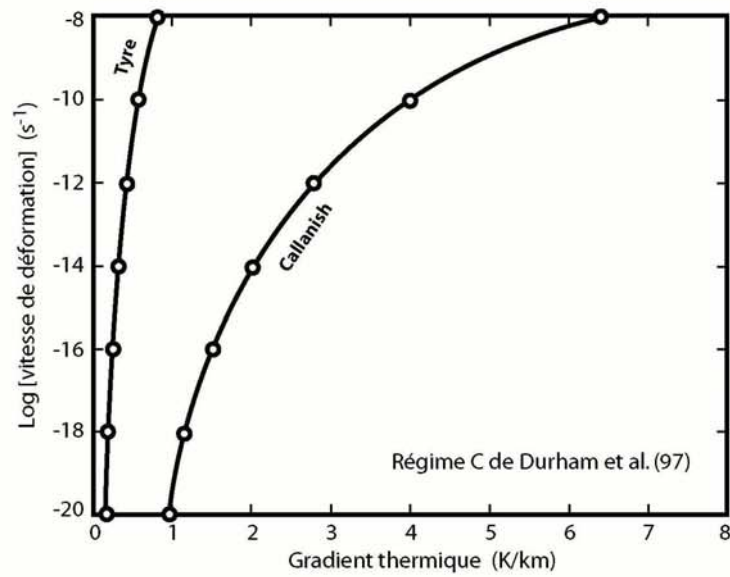
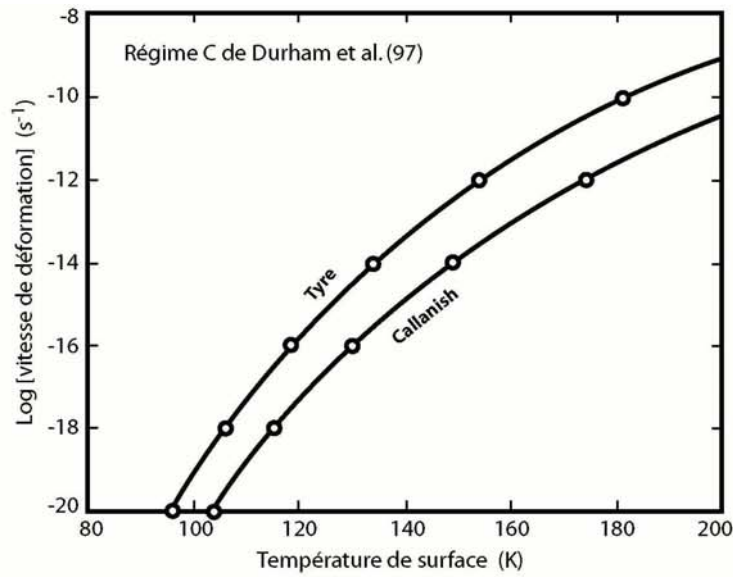
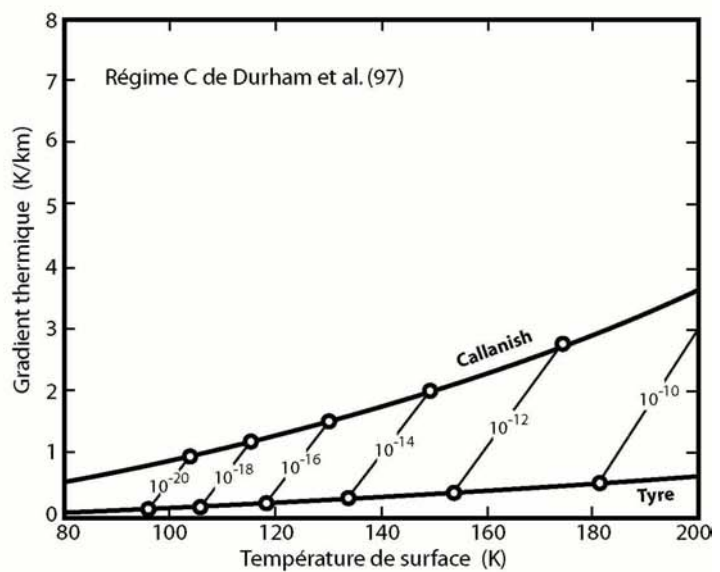


Figure 2.9

Calcul des températures et des gradients thermiques pour une déformation contrôlée par le mouvement des dislocations selon le régime C de Durham et al. (1992).



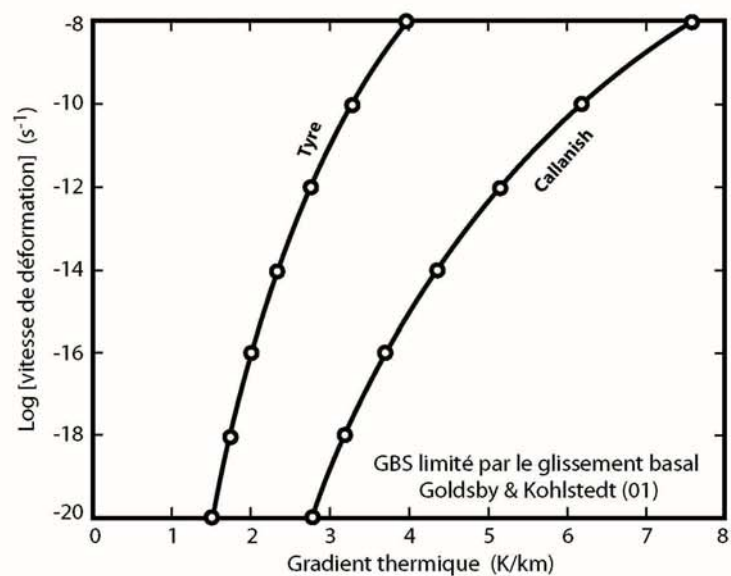
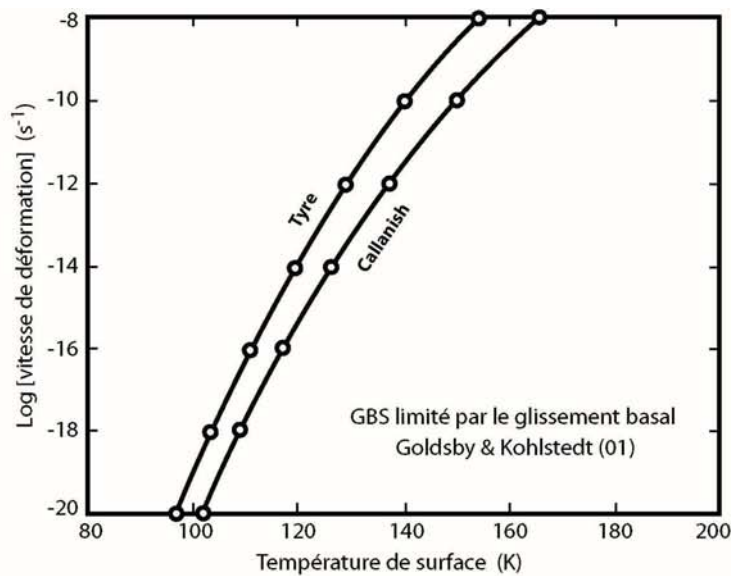
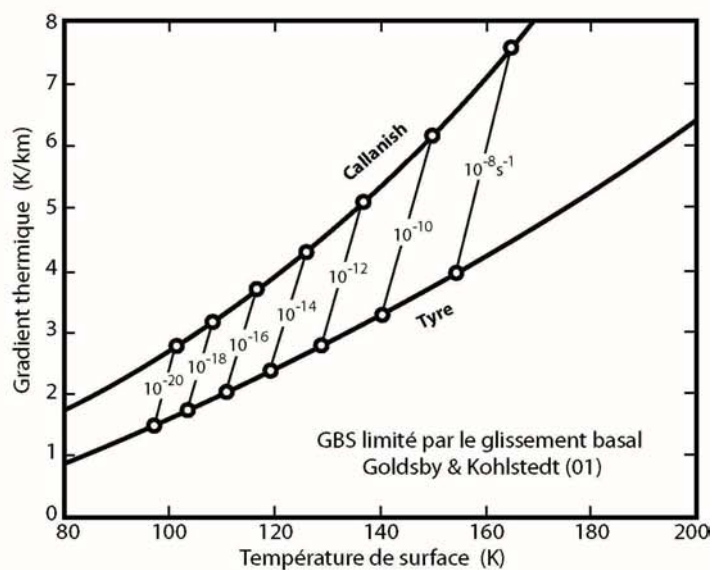


Figure 2.10

Calcul des températures et des gradients thermiques pour une déformation contrôlée par le glissement grains sur grains accommodé par glissement basal de Goldsby et Kohlstedt (2001).



Enfin, pour le glissement grains sur grains accommodé par le glissement basal de Goldsby et Kohlstedt, les gradients atteignent des valeurs plus élevées de $1,6 \text{ K.km}^{-1}$ pour *Tyre* et $3,1 \text{ K.km}^{-1}$ pour *Callanish* et avec des vitesses de déformation d'environ 10^{-20} s^{-1} . Toutes ces lois donnent des valeurs de gradients encore plus faibles, et plus important encore, des vitesses de déformation nettement moins cohérentes que celles déterminées par la loi dépendante de la taille des grains de Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) dans laquelle le glissement intergranulaire contrôle la déformation. Même si la taille des grains est une inconnue supplémentaire, nous retiendront les résultats obtenus en utilisant cette loi rhéologique.

Les profils de viscosité effective ont par la suite été calculés pour différentes vitesses de déformation en bordure des cratères. La figure 2.11 représente ces profils quelle que soit la taille des grains et la loi rhéologique n'a qu'une influence très limitée. On peut donc considérer que la viscosité sous *Callanish* est environ deux ordres de grandeur plus faible que sous *Tyre*, et l'on peut estimer en première approximation les valeurs de viscosité quels que soient les paramètres rhéologiques utilisés.

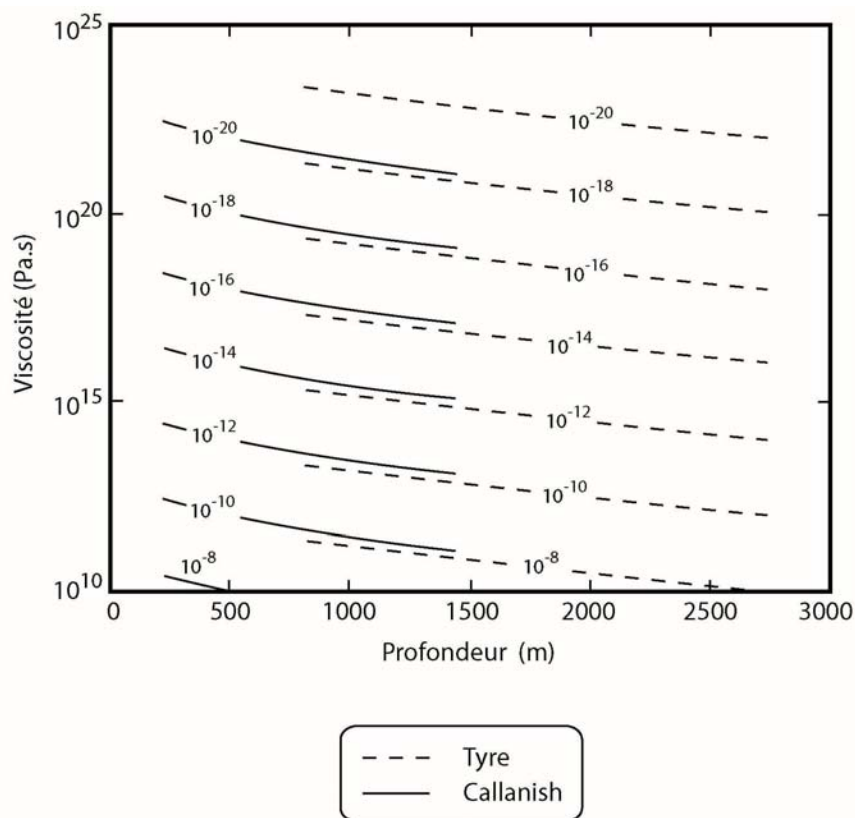
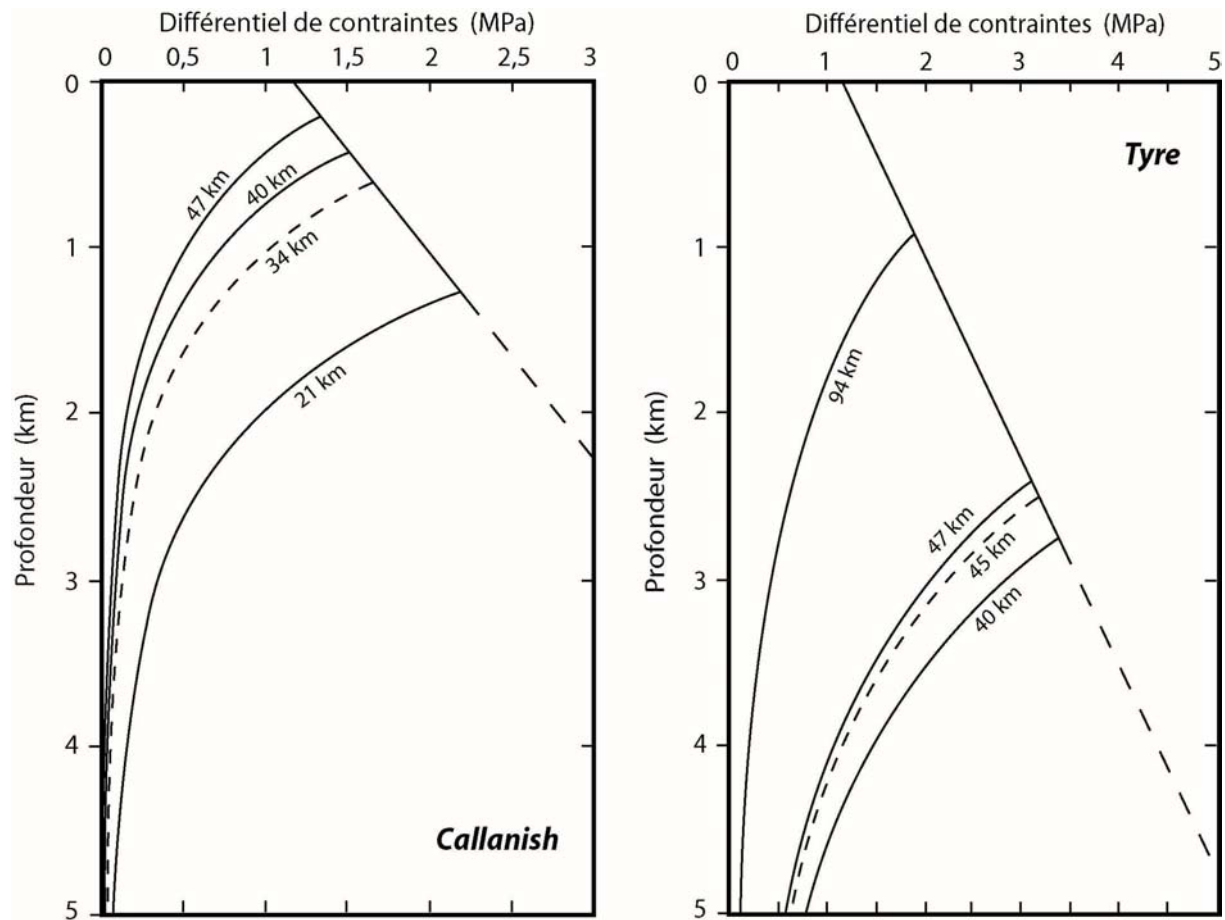


Figure 2.11

Profils de viscosité sous Callanish et Tyre pour des vitesses de déformation en bordure des cratères variant de 10^{-8} à 10^{-20} s^{-1} . La viscosité sous Callanish est près de 2 ordres de grandeur plus faible que sous Tyre. Elle ne varie quasiment pas avec la taille des grains ou avec la loi rhéologique choisie.

4.2. Profils rhéologiques

**Figure 2.12**

Profils rhéologiques calculés sous Callanish et Tyre à différentes distances du centre des cratères. La loi rhéologique utilisée est celle de Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) pour une déformation dominée par le glissement basal accommodé par le glissement intergranulaire et pour une taille des grains de $100\ \mu\text{m}$. La vitesse de déformation en bordure du cratère est fixée à $10^{-14}\ \text{s}^{-1}$. Les profils en pointillés représentent des distances normalisées par rapport au rayon des cratères pour un ratio $r/R_c = 3,44$. Les valeurs des contraintes sous les deux cratères peuvent ainsi être comparées à 34 km pour Callanish et 45 km pour Tyre. Les variations de taille des grains et de vitesse de déformation ont une influence très limitée sur les profils.

En utilisant les équations (2.11 à 2.14) avec la loi rhéologique de glissement basal accommodé par GBS de Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) et la loi de friction de Beeman et al. (1988), nous avons pu reconstituer des profils rhéologiques à différentes distances par rapport au centre du cratère sous *Callanish* et sous *Tyre* (figure 2.12 a-b). Dans le but de comparer les cratères, deux profils ont été réalisés à des distances identiques de 40 et 47 km, et un profil en pointillés résulte d'une normalisation de la distance par rapport au rayon des cratères dont le ratio $r/R_c = 3,44$ a été arbitrairement choisi ici pour construire ces profils (voir

la figure 2.12 a-b). La vitesse de déformation et la taille des grains n'ont quasiment aucune influence sur les profils. La résistance en tension de la croûte semble plus importante dans le bassin de *Tyre* (entre 1,9 et 3,3 MPa) que dans le bassin de *Callanish* (entre 1,3 et 2,2 MPa). Ce résultat peut paraître surprenant de prime abord dans la mesure où *Tyre* est recoupé par au moins 2 rides et une fracture alors que *Callanish* n'est recoupé d'aucune structure linéaire, du moins dans sa partie sud. L'explication de ce paradoxe est probablement liée au fait que *Tyre* est plus ancien que *Callanish*. C'est ce que nous allons montrer dans le paragraphe suivant.

4.3. Temps d'ouverture des grabens

4.3.1. Méthode et résultats

L'extension enregistrée sur les bassins a été mesurée et correspond à ~11% sur *Callanish* et ~15% sur *Tyre*. Si l'on considère que des rayons de 50 et 100 km (correspondant aux distances des derniers anneaux par rapport au centre des cratères) délimitent respectivement les bassins de *Callanish* et de *Tyre*, on peut estimer le temps d'ouverture des grabens et déduire approximativement l'âge des cratères. Les valeurs moyennes des vitesses de déformation sur l'ensemble des bassins peuvent être calculées à partir de l'équation (2.7) :

$$\dot{\epsilon}_{r(moyenne)} = \dot{\epsilon} \times \left(\frac{2R_c}{r_{max} + r_{min}} \right)^4 \quad \text{éq.(2.19)}$$

avec r_{max} et r_{min} les distances des derniers et premiers anneaux sur chaque profil. Pour une vitesse acceptable de 10^{-14} s^{-1} en bordure des cratères, on obtient des vitesses de déformation moyennes de $1,7 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ sur *Callanish* et de $4,2 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ sur *Tyre*. On déduit ainsi des âges de l'ordre de 20 Ma pour *Callanish* et de 113 Ma pour *Tyre*. Ces temps sont bien sûr très dépendants de la vitesse de déformation choisie, mais l'écart entre les deux structures demeure et il pourrait expliquer la présence des rides sur *Tyre* malgré la résistance plus élevée de la glace.

4.3.2. Discussion

Les âges déduits pour *Callanish* et *Tyre* sont très dépendants de la vitesse de déformation choisie. Pour une vitesse moyenne de déformation de l'ordre de 10^{-17} s^{-1} imposée

par une vitesse de déformation en bordure des cratères de 10^{-14} s^{-1} , les âges sont compatibles (20 et 113 Ma) avec l'âge moyen de la surface déduit à partir de la densité et de la taille des cratères ($50 \text{ Ma} \pm$ un facteur 5 selon Shoemaker 1996 et Zahnle et al. 1998, voir la section 4 du chapitre 1). En revanche, si l'on augmente la vitesse en bordure d'un ordre de grandeur, les âges deviennent beaucoup plus anciens (203 Ma et 1,13 Ga à 10^{-15} s^{-1}). Ces valeurs sont très élevées mais pas forcément surréalistes car les bassins d'impact étudiés représentent par définition des reliques anciennes de la croûte ; elles le deviennent par contre pour des vitesses de déformation plus faibles en bordure des cratères. Les flux de chaleur calculés sont des flux moyens sur ces périodes de temps. Ils traduisent donc un transfert plutôt conductif dans ces deux régions d'Europe. La présence de *chaos* autour de *Callanish* et de *Tyre* marque un épisode d'épaississement crustal récent si l'on considère que les zones chaotiques sont la manifestation de mouvements de convection (e.g. Pappalardo et al. 1998) ou au contraire d'amincissement crustal si l'on considère qu'elles se forment par érosion thermique de la base de la croûte de glace (Greenberg et al. 1998, Thomson et Delaney 2001). Il est également possible que la croûte subisse des cycles périodiques d'épaississement / amincissement au cours du temps, comme le suggère l'observation de *chaos* anciens (Riley et al. 2000, Hoppa et al. 2001).

4.4. Flux thermiques

Tout ce paragraphe est dédié à l'étude du transfert thermique à travers la croûte de glace à partir des températures déduites sous *Tyre* et *Callanish*. Nous verrons que nos résultats sont compatibles avec un transfert purement conductif malgré une épaisseur de croûte importante à condition que la température de l'océan soit faible.

4.4.1. Méthode et résultats

Les gradients obtenus correspondent à la partie supérieure cassante de la croûte de glace, mais peuvent légèrement varier en profondeur. Afin de calculer des épaisseurs conductives, il faut donc traduire ces gradients thermiques en terme de flux de chaleur. Les flux de chaleur peuvent être calculés dans le domaine cassant pour des couples $(T_s, dT/dz)$ et en utilisant une valeur moyenne de la conductivité thermique. Si l'on considère le cas d'une

croûte intégralement conductive dépourvue de chauffage interne et dans laquelle le flux de chaleur est conservé entre la base et la surface, on peut supposer que :

$$q = k_{(T)} \frac{(T_{TDC} - T_s)}{h_{TDC}} = k_{(T)} \frac{(T_{base} - T_s)}{z_{cond}} \quad \text{éq.(2.20)}$$

avec h_{TDC} et T_{TDC} la profondeur de la TDC et sa température associée, et T_{base} la température à la base de la croûte de glace. On peut alors estimer l'épaisseur conductive z_{cond} de la croûte de glace :

$$z_{cond} = k_{(T)} \cdot h_{TDC} \cdot \frac{(T_{base} - T_s)}{(T_{TDC} - T_s)} \quad \text{éq.(2.21)}$$

Pour des gradients thermiques moyens sur la zone grisée de la figure 2.7, on obtient des flux de chaleur de 12,5 mW.m⁻² pour *Tyre* et de 22,2 mW.m⁻² pour *Callanish* ; et pour des températures de surface de 130 K, on obtient des flux de 16,8 mW.m⁻² pour *Tyre* et de 28 mW.m⁻² pour *Callanish*.

Les flux thermiques calculés sous *Callanish* et *Tyre* sont relativement faibles. Tobie et al. (2003) prédisent par une approche numérique de convection de la glace des flux beaucoup plus élevés de l'ordre de 40 mW.m⁻² au minimum. Dans l'hypothèse d'une croûte intégralement conductive, les épaisseurs de la croûte de glace totale sous *Callanish* et sous *Tyre* (équation (2.21)) sont respectivement de l'ordre de 12,7 à 20,7 km et de 25,3 à 39 km pour $T_{base} = 270$ K (figure 2.13a).

Ces épaisseurs sont importantes et paraissent difficilement compatibles avec un transfert purement conductif de la chaleur à travers la croûte. A cette température, la viscosité est optimale à la base de la croûte de glace et la convection devrait s'amorcer. Le nombre de Rayleigh est un rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses et définit le mode d'évacuation de la chaleur interne. Au-delà d'une valeur critique dépendante du matériau et de sa géométrie, la convection débute. En fixant la température à la base de la croûte et en prenant un Rayleigh critique $Ra_c = 5.10^5$ (Tobie et al. 2003), on peut estimer l'épaisseur critique pour le démarrage de la convection :

$$z_c = \left[\frac{Ra_c \kappa \eta_{base}}{\alpha \rho g \Delta T} \right]^{1/3} \quad \text{éq.(2.22)}$$

avec α le coefficient d'expansion thermique à T_{base} et $\Delta T = T_{base} - T_s$. La viscosité à la base de la croûte est dérivée de la température basale désirée selon l'expression suivante (Friedson et Stevenson 1983, Lunine et Stevenson 1987) :

$$\eta_{base} = \eta_0 \cdot \exp \left[24 \left(\frac{T_0}{T_{base}} - 1 \right) \right] \quad \text{éq.(2.23)}$$

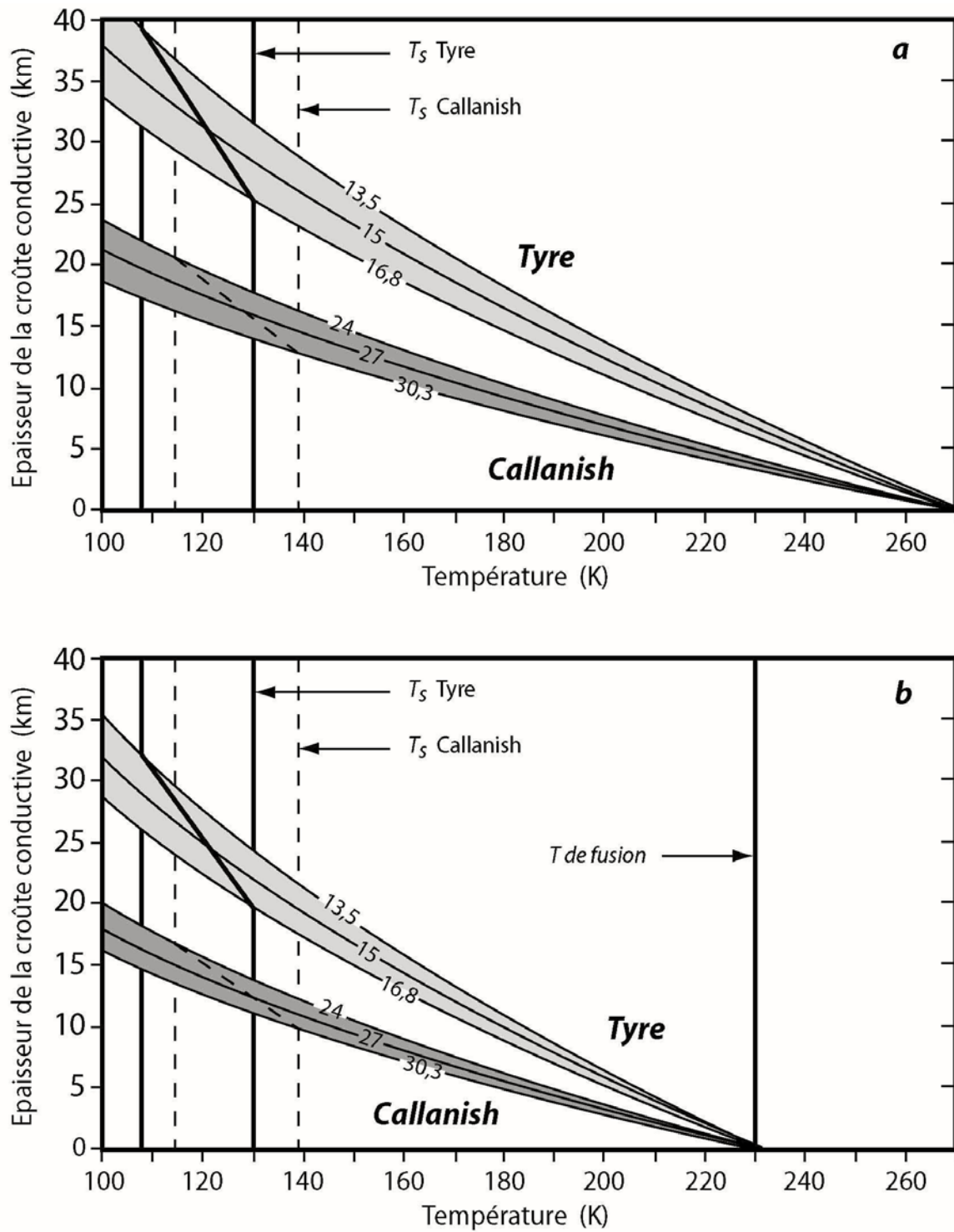


Figure 2.13

Flux de chaleur calculés pour des vitesses de déformation de bordure de cratère allant de 10^{-12} à 10^{-16} s^{-1} . (a) Pour une température basale de 270 K. Les épaisseurs déduites sont de 26 à 38 km sous Tyre et de 13 à 21 km sous Callanish. (b) Pour une température basale de 230 K. Les épaisseurs déduites sont de 20 à 32 km sous Tyre et de 9 à 16 km sous Callanish.

où l'on choisira $\eta_0 = 10^{13}$ Pa.s à $T_0 = 270$ K. Les couples d'épaisseurs et de températures de surface (z_{cond} , T_s) déduits sous Tyre et Callanish permettent de situer des points par rapport à l'équation (2.22) et de déterminer si la convection est possible ou non. La figure 2.14 montre très clairement que la convection est possible pour une température basale de 270 K et en prenant un Rayleigh critique de $5 \cdot 10^5$. Les flux thermiques sont toutefois incompatibles avec la convection.

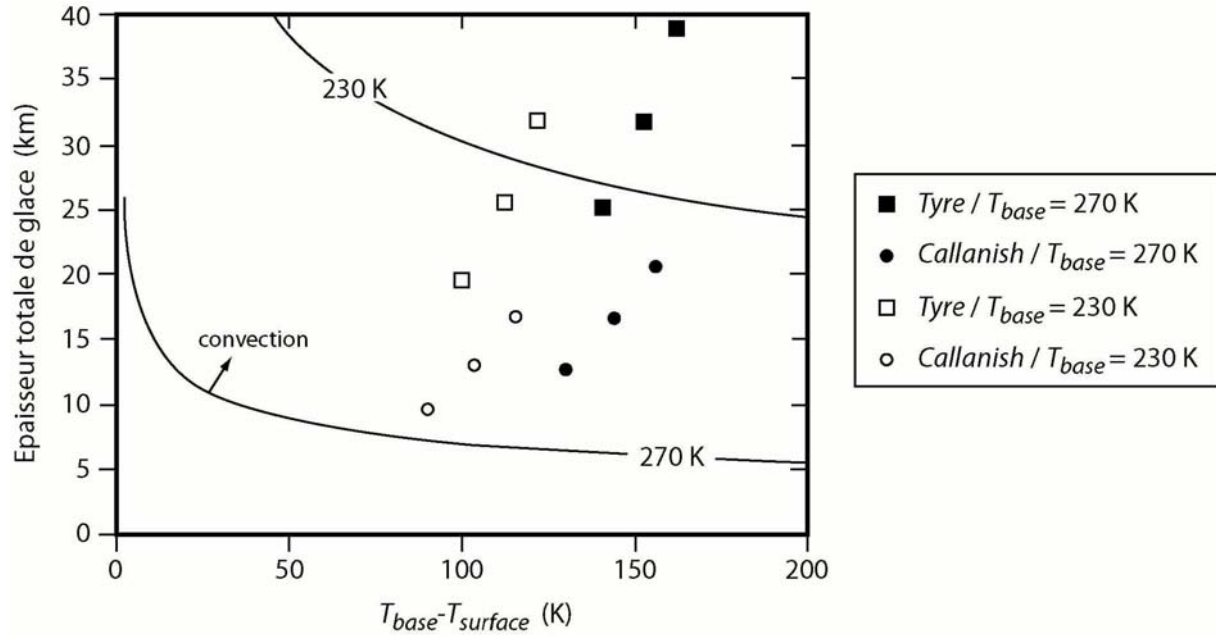


Figure 2.14

Epaisseur de glace en fonction de la différence de température entre la base et la surface de la croûte de glace. Les courbes représentent l'épaisseur minimale nécessaire à l'initiation de la convection pour un Rayleigh critique de $5 \cdot 10^5$ et des températures de 230 et 270 K à la base de la croûte de glace. Au dessus de ces courbes, la convection est amorcée. Les points représentent les couples (T_s , z) obtenus sous les cratères pour $T_{base} = 230$ et 270 K. A 270 K, la convection se déclenche, tandis qu'à 230 K, elle n'est possible que sous la région de Tyre et pour des vitesses de déformation du bassin de 10^{-15} s^{-1} ou plus.

Dans l'hypothèse d'une croûte inférieure convective, la valeur maximale du flux de chaleur (c'est à dire pour un couvercle conductif dont l'épaisseur correspond à l'épaisseur de croûte fragile) peut être estimée au premier ordre (McKinnon 1999, Ruiz et Tejero 2001) :

$$q_{\max} = \frac{k_0}{z_{cond}} \ln \left(\frac{T_{bcc}}{T_s} \right) \quad \text{éq.(2.24)}$$

où $k_0 = kT = 567 \text{ W.m}^{-1}$ (Klinger 1980) est une constante décrivant la variation de conductivité thermique avec la température (voir l'annexe A). La température T_{bcc} à la base du couvercle conductif est définie par (Mueller et McKinnon 1988, McKinnon 1998) :

$$T_{bcc} = \frac{1}{4} \frac{-Q - 4RT_{base} + \left(Q^2 + 16QRT_{base} \right)^{1/2}}{R} \quad \text{éq.(2.25)}$$

La figure 2.15 combine les équations (2.24 et 2.25) et montre que, dans l'hypothèse où la convection est amorcée et que la transition ductile/cassant correspond à la base du couvercle conducteur, les flux de chaleur sous *Callanish* et *Tyre* ne peuvent être expliqués que pour $T_s \sim 140$ K et $T_{base} \sim 182$ K. D'une part ces températures sont très peu probables et constituent des limites extrêmes ($T_{base} \sim 182$ K suppose que l'océan consiste en un mélange H_2O-NH_3 à l'eutectique). D'autre part, la viscosité à 182 K à la base de la croûte de glace est largement trop élevée pour permettre les mouvements de convection.

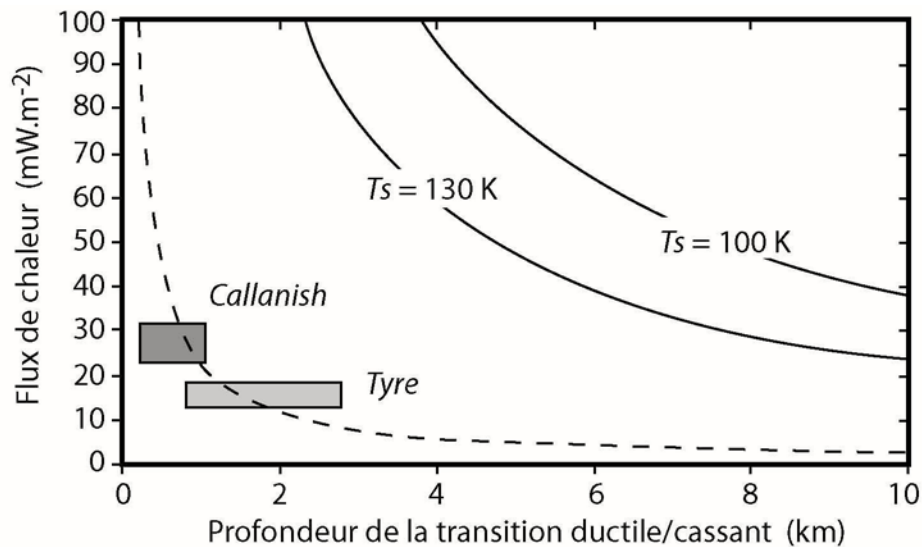


Figure 2.15

Flux de chaleur maximal en fonction de l'épaisseur de la croûte conductive. Les flux sont calculés pour différentes températures au sommet et à la base de la croûte de glace en supposant que la convection anime la partie inférieure de la croûte de glace et que le couvercle conducteur correspond à la transition rhéologique ductile/cassant. Les champs grisés indiquent les valeurs de flux obtenus sous *Callanish* et *Tyre* entre 10^{-12} et 10^{-16} s⁻¹. Les courbes en trait plein correspondent à $T_{base} = 270$ K et $T_{bcc} = 197$ K avec $T_s = 100$ et 130 K. La courbe en pointillés correspond à $T_{base} = 182$ K, $T_s = 140$ K et $T_{bcc} = 146$ K.

Il existe cependant une alternative. Si l'océan est enrichi en composés qui abaissent le point de fusion, on doit s'attendre à ce que l'épaisseur de croûte soit plus fine. Pour $T_{base} = 230$ K, on obtient des épaisseurs de 9,5 à 16,6 km sous *Callanish* et de 19,6 à 31,8 km sous *Tyre* (figure 2.13b). A cette température basale, non seulement les épaisseurs diminuent, mais en plus la viscosité augmente à la base de la croûte. La combinaison de ces facteurs est favorable au maintien d'une croûte relativement épaisse, mais intégralement conductive lors de l'ouverture des grabens sous les bassins d'impact étudiés. La figure 2.14 illustre ces propos : les points correspondant aux couples (z_{cond}, T_s) sont situés sous la courbe définissant $Ra_c = 5.10^5$ à $T_{base} = 230$ K à l'exception de la région de *Tyre* et pour des vitesses de déformation du

bassin supérieures à 10^{-15} s^{-1} . Ce résultat implique qu'un transfert thermique conductif suffit à expliquer les flux calculés en surface si la température de l'océan sous-jacent n'excède pas 230 K.

4.4.2. Discussion

Les gradients thermiques calculés dans ce travail donnent des flux de chaleur faibles en surface. Ces flux calculés en surface et extrapolés à l'ensemble de la croûte sont davantage compatibles avec un transfert conductif de la chaleur sous les cratères qu'un transfert convectif (Tobie et al. 2003). Néanmoins, les épaisseurs calculées à partir de ces flux sont très élevées (de 9 à 38 km selon les vitesses de déformation considérées). La figure 2.14 montre que la limite entre un état conductif à l'équilibre et le démarrage de la convection pour une température basale de 230 K est franchie pour des épaisseurs comprises entre 25 et 30 km en fonction des températures de surface considérées. Dans le cas des cratères, cette limite n'est franchie que sous *Tyre* et pour des vitesses de déformation inférieures à 10^{-15} s^{-1} (correspondant à une épaisseur de 32 km). Si l'on fixe en revanche une température basale de 270 K, la convection est amorcée dans tous les cas et les flux thermiques deviennent alors difficiles à expliquer. Pour permettre le maintien d'un transfert conductif à travers une croûte si épaisse, il est nécessaire de supposer une température relativement basse - de l'ordre de 230 K ou moins - à la base de la croûte de glace. Comme l'épaisseur de glace est inférieure à l'épaisseur de la couche externe d'eau déduite des mesures gravimétriques (Anderson et al. 1998), la croûte de glace repose très probablement sur un océan liquide. La température basale correspond donc à la température de l'océan, du moins à l'interface avec la glace. Pour autoriser la fusion de l'eau à 230 K, la présence de composés en mélange est nécessaire. On peut ainsi s'interroger sur la chimie de l'océan.

Des données acquises par le spectromètre NIMS embarqué à bord de *Galileo* ont permis d'identifier des phases autres que l'eau pure à la surface. Certains auteurs interprètent ces spectres comme étant le résultat de mélanges eau-sels (natron, epsomite ou mirabilite) (McCord et al. 1998, 1999, 2001). D'autres évoquent plutôt la présence d'acide sulfurique (H_2SO_4 , Carlson et al. 1999). Il est fort possible que ces deux contaminants de la glace coexistent aussi bien en surface qu'en profondeur. Cependant, comme le montre le diagramme de phase de la figure 2.16, la présence d'acide sulfurique semble primordiale pour atteindre

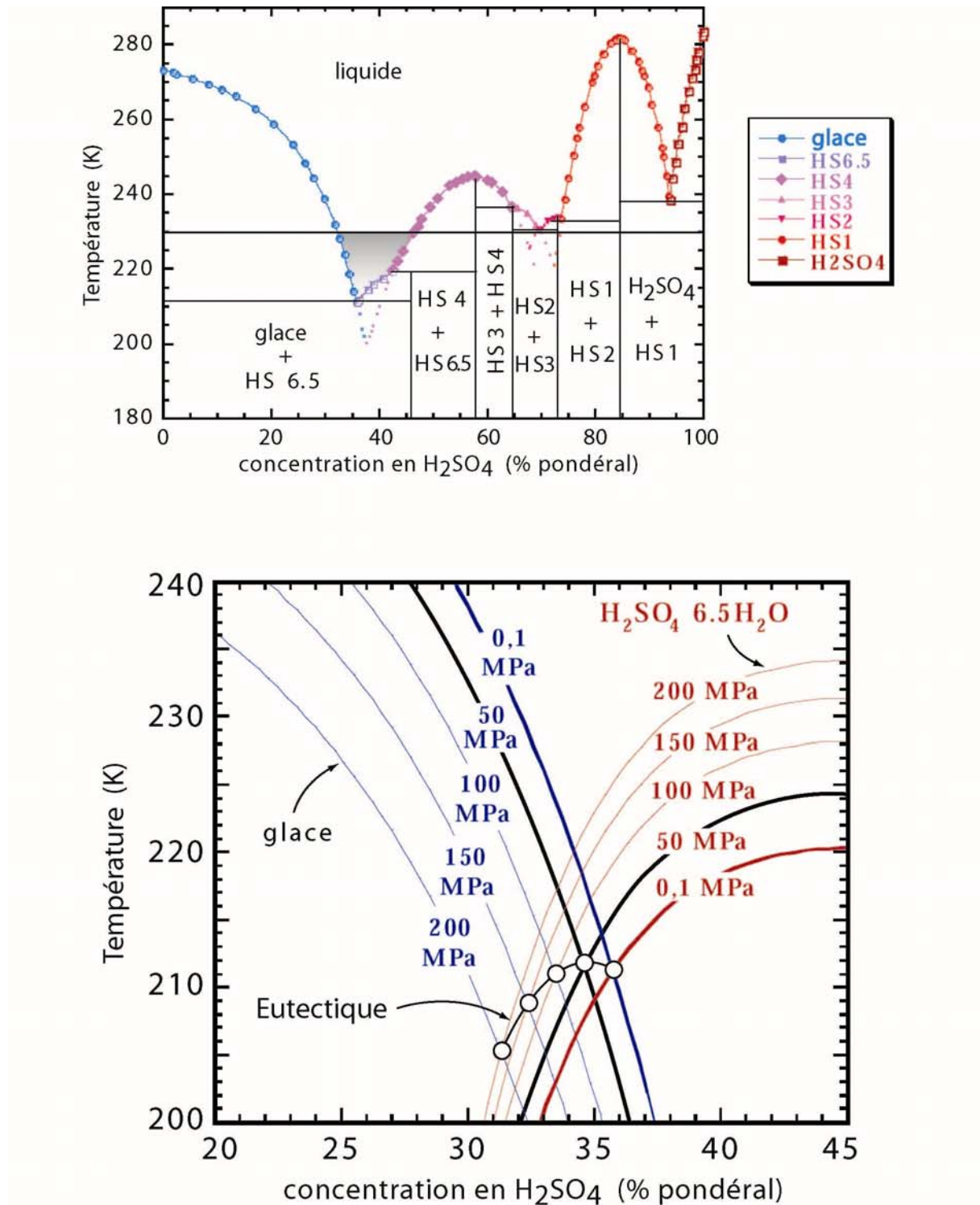
**Figure 2.16**

Diagramme de phase du système $\text{H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}$ à 0,1 MPa. La zone grisée correspond à la fusion pour des températures inférieures à 230 K. On peut ainsi estimer une concentration massique probable en H_2SO_4 de 35 à 45 %. La pression à la base de la couche est toujours inférieure à 50 MPa et ne diminue la concentration que de 1%. [Données de Gable et al. 1950, réinterprétées par Hornung et al. 1956 (d'après Hogenboom et al. 2001)].

des températures de fusion aussi faibles que 230 K, contrairement aux sels. Un mélange H_2O - H_2SO_4 peut produire la fusion jusqu'à ~ 200 K dans les conditions les plus favorables (Zelevnik 1991) et constitue donc un bon candidat pour expliquer les faibles températures de l'océan. D'autres composés comme l'ammoniaque peuvent également abaisser le point de fusion dans les proportions requises. Les spectres NIMS n'en ont cependant pas identifié en surface, même si les modèles théoriques en prévoient une abondance relative dans cette région du système solaire (Lewis 1972, Lunine et Stevenson 1982, Prinn et Fegley 1989).

De nombreuses études expérimentales menées sur ces différents systèmes permettent de proposer diverses compositions possibles de l'océan. Si l'on considère les molécules responsables de la fusion indépendamment les unes des autres, on doit s'attendre à ce que :

- dans le cas d'un mélange binaire H_2O - MgSO_4 , la fusion ne soit jamais atteinte à 230 K quelle que soit la concentration de MgSO_4 dans l'océan (figure 2.17),
- dans le cas d'un mélange binaire H_2O - H_2SO_4 , 30 à 45 % de la masse de l'océan soit constituée de H_2SO_4 (figure 2.16),
- dans le cas d'un mélange binaire H_2O - NH_3 , plus de 20 % de la masse de l'océan soit constituée de NH_3 (figure 2.18).

Dans les faits, il est fort possible que l'océan soit un mélange ternaire contenant à la fois des hydrates de magnésium (et/ou de sodium) et de l'acide sulfurique. Dans ces conditions, la concentration des molécules en présence a été estimée par Kargel et al. (2001) à l'aide des diagrammes de phase binaires connus (figures 2.17 et 2.18) au cours de l'évolution thermique d'une couche externe d'eau de 120 km d'épaisseur. Leurs modèles montrent que lorsque la température atteint 230 K, l'acide sulfurique domine largement la composition chimique de l'océan à hauteur de plus de 30 % en masse, alors que les sulfates de magnésium ne représentent que ~ 1 % de la masse de l'océan, le reste étant la masse d'eau pure (figure 2.19). La présence d'ammoniaque n'est, par conséquent, pas nécessaire, mais demeure un candidat potentiel à la composition chimique de l'océan.

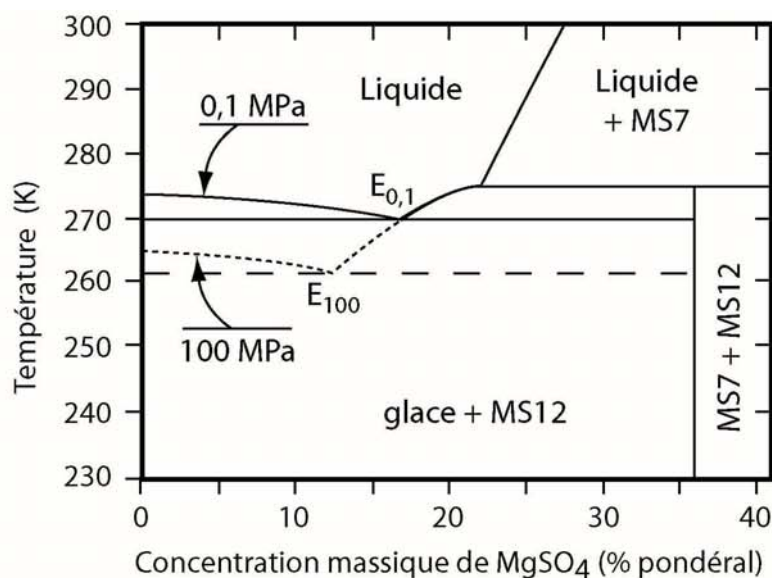
**Figure 2.17**

Diagramme de phase du système binaire $\text{H}_2\text{O}-\text{MgSO}_4$. Quelle que soit la pression et la fraction massique de sulfate de magnésium, le liquidus ne franchit pas les 230 K. Les hydrates de magnésium ne permettent donc pas, à eux seuls, d'expliquer la température déduite de l'océan (d'après Hogenboom et al. 1995 et Grasset et al. 2001).

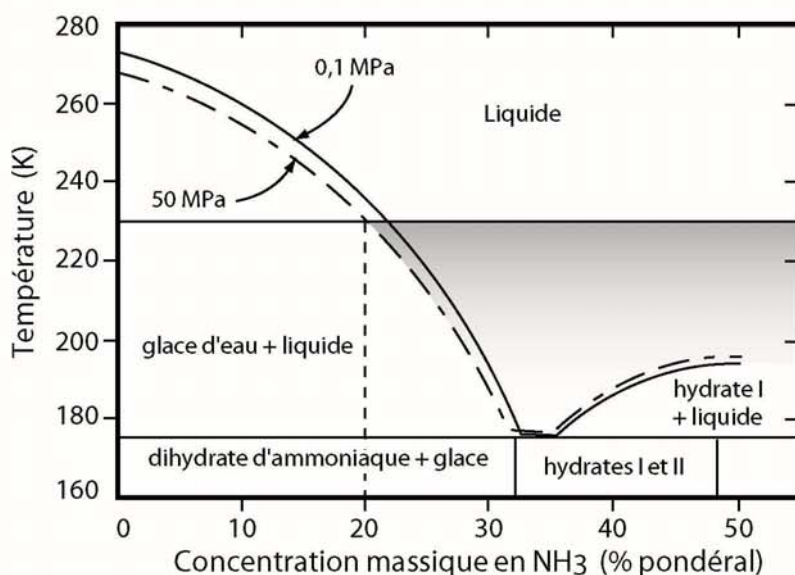
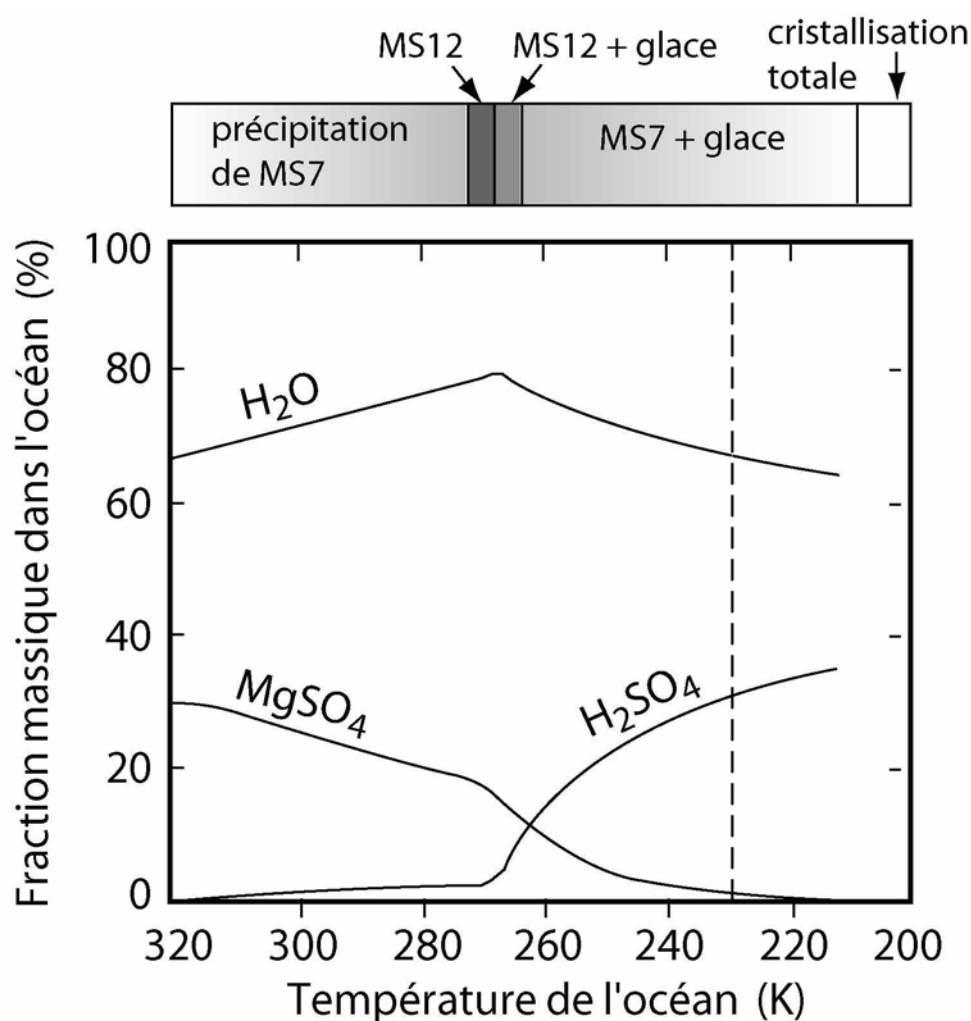
**Figure 2.18**

Diagramme de phase du système binaire $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$. L'ammoniaque est un composé très efficace pour abaisser le point de fusion de l'eau à très basse température. Dans le cas qui nous intéresse ici (pressions inférieures à 50 MPa), la fusion est largement possible à 230 K si le liquide contient au moins 20 % en masse de NH_3 (d'après Hogenboom et al. 1997 et Grasset et al. 1995).

**Figure 2.19**

Evolution de la composition chimique de l'océan pour un mélange ternaire H_2O - $MgSO_4$ - H_2SO_4 . La limite verticale en pointillés marque une température de l'océan de 230 K. La barre située au-dessus du graphe décrit l'évolution de la fraction de $MgSO_4$ utilisée pour bâtir ce modèle (d'après Kargel et al. 2001).

5. Discussion et conclusions

5.1. Discussion

L'étude menée ici concerne deux bassins de grande taille dont la morphologie - cratères cerclés de multiples anneaux concentriques - est caractéristique d'impacts météoritiques. Nous discuterons ici des résultats obtenus en utilisant les paramètres rhéologiques définis par Goldsby et Kohlstedt (2001) pour une déformation contrôlée par les

mécanismes de glissement basal accommodé par le glissement intergranulaire qui nous semble en meilleur accord avec les faibles régimes de contrainte mis en jeu à la surface d'Europe.

On constate des écarts de profondeur de la TDC, de gradients thermiques, de différentiel de contraintes et d'épaisseur totale de croûte de près d'un facteur 2 et quel que soit le diamètre des grains choisi entre les valeurs calculées sous *Callanish* et celles calculées sous *Tyre*. Ces résultats divergents au sein de régions de la croûte sensiblement du même âge (à l'échelle de l'histoire du satellite), tendent à montrer que *Callanish* (16° S) se situerait globalement dans une zone géothermiquement plus chaude que *Tyre* (32° N). Cette constatation est un argument en faveur de l'hypothèse selon laquelle les forces de marées, dont les effets se manifestent davantage autour de l'équateur, sont un élément important dans le bilan thermique de la planète (Cassen et al. 1979, 1980, McKinnon 1999, Ojakangas et Stevenson 1989a, Ross et Schubert 1987, Squyres et al. 1983). La relation entre les effets de marée et la divergence des résultats obtenus ici demeure toutefois délicate à établir dans la mesure où seuls deux points de la surface d'Europe peuvent être comparés. Néanmoins, cette conclusion est compatible avec le fait que les régions équatoriales présentent une densité plus forte des structures évoquant des remontées de matériel profond et/ou des anomalies thermiques positives en surface (*chaos*, *lenticulae*, dômes, bandes cunéiformes) (Carr et al. 1998, Lucchitta et Soderblom 1982, Pappalardo et al. 1998, Sullivan et al. 1998).

Différentes méthodes ont déjà permis d'estimer l'épaisseur de la croûte cassante et le gradient thermique d'Europe (table 2.2). Ces valeurs sont fonctions de la structure étudiée, de sa localisation, de son échelle, mais aussi de la méthode utilisée. En outre, il apparaît clairement que les gradients thermiques déduits localement peuvent être très différents des gradients moyens calculés à l'échelle du satellite.

La dispersion des évaluations données par les différents auteurs ne dépend pas totalement du facteur latitude et il nous semble possible de formuler plusieurs explications plausibles.

La première hypothèse envisageable est que la TDC corresponde à un seuil rhéologique dans la répartition verticale des caractéristiques chimiques et/ou physiques de la croûte glacée. Les données du spectromètre infrarouge embarqué (NIMS) indiquent la présence de sels concentrés en surface autour de grosses rides ou au sein des *chaos* (Geissler et al. 1998a, McCord et al. 1998). Si cette distribution irrégulière est transposable en profondeur, on peut

admettre que cela a une influence sur l'emplacement de la TDC, d'autant plus que des travaux récents (Head et Pappalardo 1999) révèlent, sur la base d'observations des banquises terrestres, que la présence d'une quantité critique de sels favorise le développement d'un réseau de canalisations des saumures, modifiant fortement le comportement mécanique de la glace.

<i>Référence</i>	<i>Structure étudiée</i>	<i>Méthode utilisée</i>	<i>Épaisseur de croûte glacée</i>	<i>Gradient thermique</i>
Squyres et al. (1983)	A l'échelle du satellite	Fonction de dissipation (Q)	Croûte totale ~ 16 km	8 à 12 K/km (régime conductif)
Ojakangas et Stevenson (1989a)	A l'échelle du satellite	Fonction de dissipation (Q) (avec ou sans contribution du noyau et en tenant compte de l'insolation)	Croûte totale < 30 km	5 à 15 K/km (régime conductif)
Golombek et Banerdt (1990)	Bandes cunéiformes (zones relativement jeunes)	Rhéologique	3 à 6 km de croûte fragile (lithosphère)	3 à 7 K/km
Pappalardo et al. (1998)	Chaos, lenticulae, dômes (zones jeunes)	Convection + contraintes morphostructurales	3 à 10 km de croûte totale (couvercle conductif < 2 km cœur isotherme ~ 2 à 8 km)	15 à 60 K/km
Williams et Greeley (1998)	Lenticulae (structures récentes)	Flexure élastique	0,1 à 0,5 km de croûte élastique	-
Cette étude	Bassins d'impact (zones anciennes)	Rhéologique (Allemand et Thomas 1991)	Croûte fragile < 3 km 9 < Croûte totale < 32 km	2 à 5 K/km

Table 2.2 Compilation des résultats obtenus sur différentes structures de la surface d'Europe.

La présence de silicates en mélange dans la glace pourrait, de surcroît, avoir les mêmes conséquences (Friedson et Stevenson 1983, Durham et al. 1992), ces deux paramètres chimiques sont cependant très mal connus au sein de la croûte de glace d'Europe. Par ailleurs,

une variation de la granulométrie peut, au même titre que la composition chimique, constituer une source notable d'hétérogénéité crustale. Une taille des grains plus petite faciliterait le fluage et accélérerait de ce fait les déformations. On peut dès lors considérer que ces divers éléments chimiques et physiques peuvent, ensemble ou indépendamment, aboutir à la formation d'une ou plusieurs discontinuité(s) très localisée(s), conférant à la TDC une structure tridimensionnelle très irrégulière et justifiant, au moins en partie, les divergences observables à la fois sous les deux cratères étudiés et dans la table 2.2.

Il nous semble cependant qu'un facteur supplémentaire peut intervenir dans la dispersion des résultats de la bibliographie. Il s'agit de la vitesse de déformation. On sait en effet depuis longtemps (Goodman et al. 1981, Heard 1963) que cette vitesse a au moins autant d'influence que la température dans le comportement des matériaux géologiques. Ainsi, même si l'on considère le cas d'une croûte de glace totalement homogène (sur le plan physique et chimique), sa rhéologie serait contrôlée autant par le profil de température local que par la vitesse de déformation du processus géologique envisagé. En conséquence, on pourrait avoir deux ou plusieurs TDC de profondeurs différentes coexistantes à l'aplomb d'une même localité. A titre d'exemple, on pourrait envisager, dans le cas d'une croûte convective, une remontée rapide de matériel ductile relativement chaud à travers la croûte (e.g. *chaos*, Carr et al. 1998, Pappalardo et al. 1998) formant une TDC relativement profonde (du fait de la vitesse de déformation élevée), coexistant avec une TDC plus superficielle (représentative des fluages lents caractéristiques de l'ouverture des grabens évoqués plus haut). Il suffirait pour cela que l'écart de vitesse de déformation entre la remontée de matériel et le fluage à la base d'un graben soit plus important que l'écart de température dans le contrôle du phénomène.

Nous avons vu que les faibles flux thermiques calculés ici privilégient l'existence d'un transfert de chaleur conductif sous les bassins d'impact. Les épaisseurs totales de la croûte de glace déduites de ce mode de transfert thermique sont importantes (de 10 à 32 km). La seule condition pour maintenir un régime conductif avec de telles épaisseurs est d'admettre l'existence d'un océan « froid » sous-jacent d'environ 230 K. Pour autant, la convection n'est pas un processus à exclure systématiquement. On peut s'attendre à des variations importantes de l'épaisseur de la croûte de glace, des températures de surface et bien sûr des vitesses de déformation. De ce fait, la convection peut s'amorcer aux endroits où la croûte est épaissie (>30 km) ou lorsque les flux de chaleur sont plus élevés. Des déformations plus rapides

associées aux flux thermiques plus élevés animent dès lors la croûte et peuvent créer une TDC profonde. A d'autres endroits, la croûte est plus fine et seuls les mouvements plus lents déforment la croûte (TDC moins profonde). Des vitesses de déformations plus rapides, des températures de surface assez faibles et des températures basales plus chaudes sont favorables à la convection pour une épaisseur donnée.

5.2. Conclusions

L'amélioration (par l'utilisation de la loi rhéologique dépendante de la taille des grains de Goldsby et Kohlstedt 2001) et l'application à Europe de la méthode initialement proposée par Allemand et Thomas (1991) apporte des informations quant à l'état rhéologique et thermique de zones relativement stables de la croûte glacée (bassins d'impact). Les vitesses de déformation post-impact calculées sont faibles et dépendent beaucoup de la taille des grains. Les gradients thermiques varient de 2,4 à 4,5 K/km pour les deux structures situées à des latitudes différentes, et atteignent des valeurs plus élevées lorsque la vitesse de déformation diminue et que la température de surface augmente légèrement. Les flux de chaleur moyens sur la durée de relaxation sont faibles et indiquent une croûte assez épaisse plutôt conductive sous ces deux régions impliquant un océan sous-jacent « froid » d'environ 230 K. En outre, les valeurs de flux de chaleur, de profondeur de décollement et de vitesses de déformation proposées ici sont plus faibles que celles calculées différemment pour des structures plus jeunes (e.g. *chaos*, bandes cunéiformes). L'ensemble de ces résultats nous amène à envisager un modèle de croûte dont les transitions rhéologiques peuvent être contrôlées, et par des variations physico-chimiques de la glace (sels, silicates, taille des grains), par les vitesses de déformation, et par les variations d'épaisseur de glace et de flux thermique mises en jeu localement. Les zones anciennes comme les bassins d'impact multi-anneaux seraient caractérisées par une croûte conductive de 10 à 30 km d'épaisseur, tandis que les zones plus récentes pourraient résulter d'une croûte plus épaisse ou/et plus chaude animée de mouvements convectifs. Dans ces deux cas, la croûte de glace devrait reposer sur un océan « froid » d'environ 230 K.

Préambule

Ce chapitre est consacré à l'analyse des larges bandes sombres qui parsèment la surface d'Europe en divers endroits. La surface cumulée qu'elles représentent comparée à la surface totale d'Europe font d'elles des structures incontournables lorsque l'on tente de comprendre la dynamique d'Europe. Ces bandes participent, en effet, activement aux processus d'accrétion et donc de renouvellement de la surface sans pour autant que d'autres structures visibles compensent cette importante extension.

D'un point de vue stratigraphique, ces structures sont d'âges variables. Les plus beaux exemples sont évidemment les plus récents. Peu recoupés par des structures postérieures, ils présentent des textures et des morphologies relativement bien préservées d'albédo faible permettant de les distinguer aisément des surfaces environnantes plus anciennes. C'est effectivement le cas d'une série de bandes regroupées autour du point antijovien (à proximité de l'équateur), mais aussi d'un certain nombre de bandes localisées dans les hautes latitudes comme par exemple *Agenor Linea*, *Libya Linea*, *Thynia Linea*, ou encore *Astypalaea Linea*... C'est notamment à cette dernière bande que nous nous intéresserons au cours de ce chapitre. La description détaillée et l'interprétation des structures observées à haute résolution par *Galileo* -aussi bien en bordure qu'à l'intérieur d'*Astypalaea Linea*- ainsi qu'une comparaison avec des structures terrestres apporteront des éléments de réponse aux deux questions suivantes : **1)** Où et par quel mécanisme se recycle la surface ancienne si l'on considère le principe de conservation de la surface au cours du temps ? **2)** Quels sont les mécanismes et les vitesses qui contrôlent l'ouverture d'*Astypalaea Linea* et des bandes en général ?

1. Introduction

Les structures linéaires sont, de loin, les plus abondantes à la surface d'Europe. Un inventaire non exhaustif en est fait dans les sections 5 et 6 du chapitre 1. Des mouvements principalement extensifs semblent la plupart du temps être impliqués dans la formation des rides, des fractures et des bandes sombres. Toutefois, certaines structures décalent les rides préexistantes de plusieurs kilomètres. De tels rejets indiquent que des composantes décrochantes importantes ont participées au façonnement de la surface d'Europe. Les décrochements sont assez rares dans le système solaire et contribuent à ce titre à faire de la Terre et d'Europe des cas particuliers (Golombek et Banerdt 1990). Ce sont donc des structures de première importance auxquelles nous allons nous intéresser dans ce chapitre. En outre, la faible densité de cratères d'impacts météoritiques suppose un âge moyen de la surface de l'ordre de 50 Ma \pm un facteur 5 (Zahnle et al. 1998) et donc un taux de renouvellement (création/disparition) comparable à celui qui affecte la croûte océanique terrestre. Cet âge donné par le taux de cratérisation est encore actuellement controversé mais apparaît à bien des égards comme étant le plus probable (voir la section 4 du chapitre 1).

Nous allons voir au cours de ce chapitre que l'analyse des images de haute résolution de *Galileo*, nous ont permis de préciser les séquences d'ouverture d'une des plus grandes bandes sombres d'Europe (*Astypalaea Linea*) et de localiser des zones de disparition de croûte en bordure. Nous verrons à la section 4 que cette résorption crustale, dont les mécanismes seront discutés, constitue une des clefs du renouvellement de la surface. Enfin, la géométrie de cette structure majeure est comparée à une autre structure du même type de la surface d'Europe ainsi qu'à des analogues morphologiques terrestres (section 5).

2. Contexte géodynamique du secteur d'étude : la région d'*Astypalaea Linea*

2.1. Généralités

Astypalaea Linea, identifiée à partir des images *Voyager 2* (Tufts et al. 1999), est une structure linéaire légèrement curviligne de plus de 810 km de long, orientée NNE-SSW, et s'étendant depuis 60°S & 191,1°W jusqu'au pôle sud (figure 3.1a).

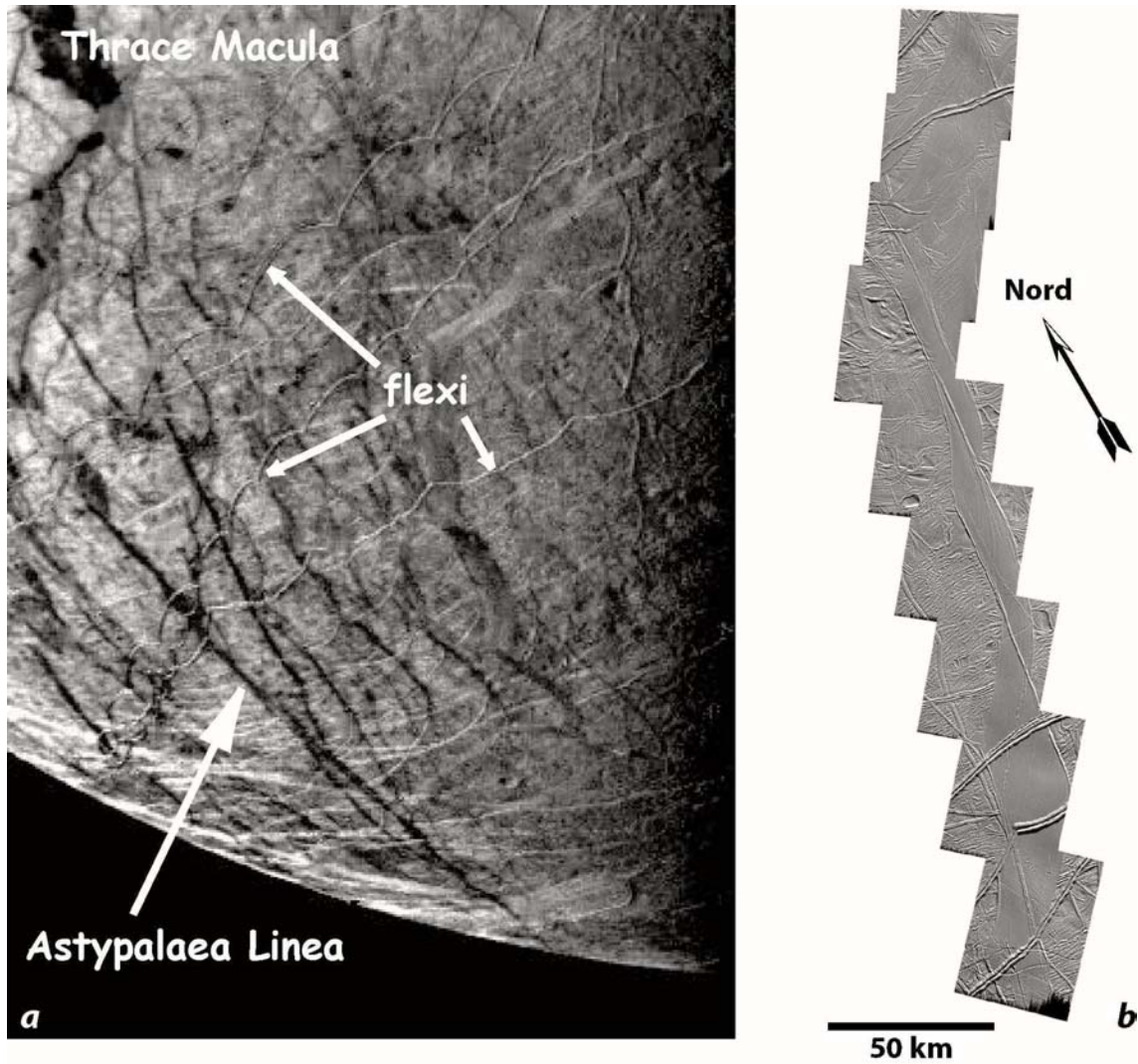


Figure 3.1

(a) Région d'Astypalaea Linea dans l'hémisphère sud vue par Voyager 2.

(b) Mosaïque d'images Galileo acquises au cours de l'orbite E17 à ~50 m/pixel.

Par endroits, la largeur de la bande n'excède pas 5 km, mais ces tronçons étroits alternent avec des portions rhomboédriques plus larges de 10 à 30 km pour se terminer au nord par une vaste étendue sombre d'environ 60 km de largeur appelée *Cyclades Macula*. Au cours de l'orbite E17, la caméra SSI (Solid State Imaging) de *Galileo* a image sa terminaison nord à haute résolution (figure 3.1b). Les 9 images acquises lors de cette orbite ont permis de réaliser une mosaïque de 48 à 62 m/pixel qui sera utilisée dans ce travail. Ces 9 images ont été normalisées et mises à l'échelle par rapport à une unique référence afin de minimiser les erreurs sur les mesures de distances et de surfaces. Les distorsions (β_h et β_v) nécessaires pour réaliser cette correction sont définies pour les résolutions horizontales et les résolutions verticales à partir des résolutions de l'image de référence (r_{href} et r_{vref}) :

$$\beta_h = \frac{r_h}{r_{href}} \quad \text{et} \quad \beta_v = \frac{r_v^2}{r_{vref} r_{href}} \quad \text{éq. (3.1)}$$

où r_h et r_v sont respectivement les résolutions horizontales et verticales des images à corriger. Les coefficients de distorsion ont été calculés par rapport à la résolution horizontale de l'image la plus au nord. On obtient ainsi sur l'ensemble de la mosaïque une résolution verticale et horizontale identique et constante d'une image à l'autre d'environ 48 m.pixel⁻¹. La figure 3.2 exprime les distorsions horizontales et verticales nécessaires appliquées sur les images en fonction de la latitude, ainsi que l'effet de la correction sur la mosaïque.

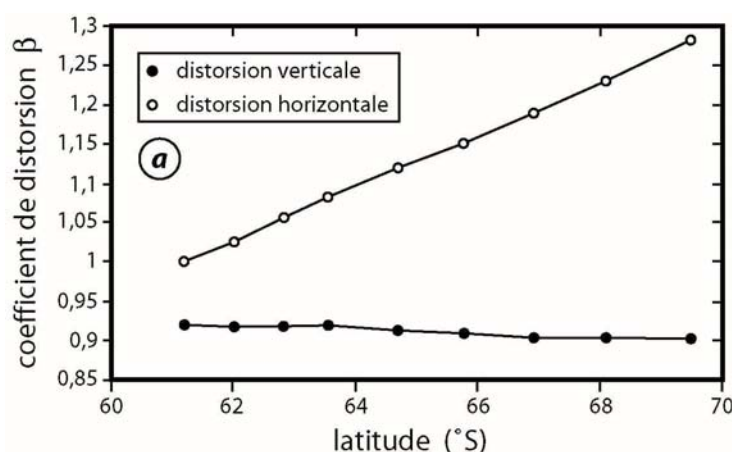
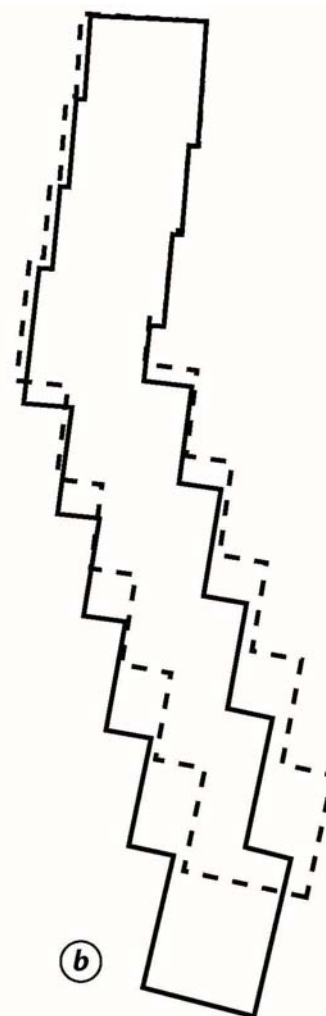


Figure 3.2

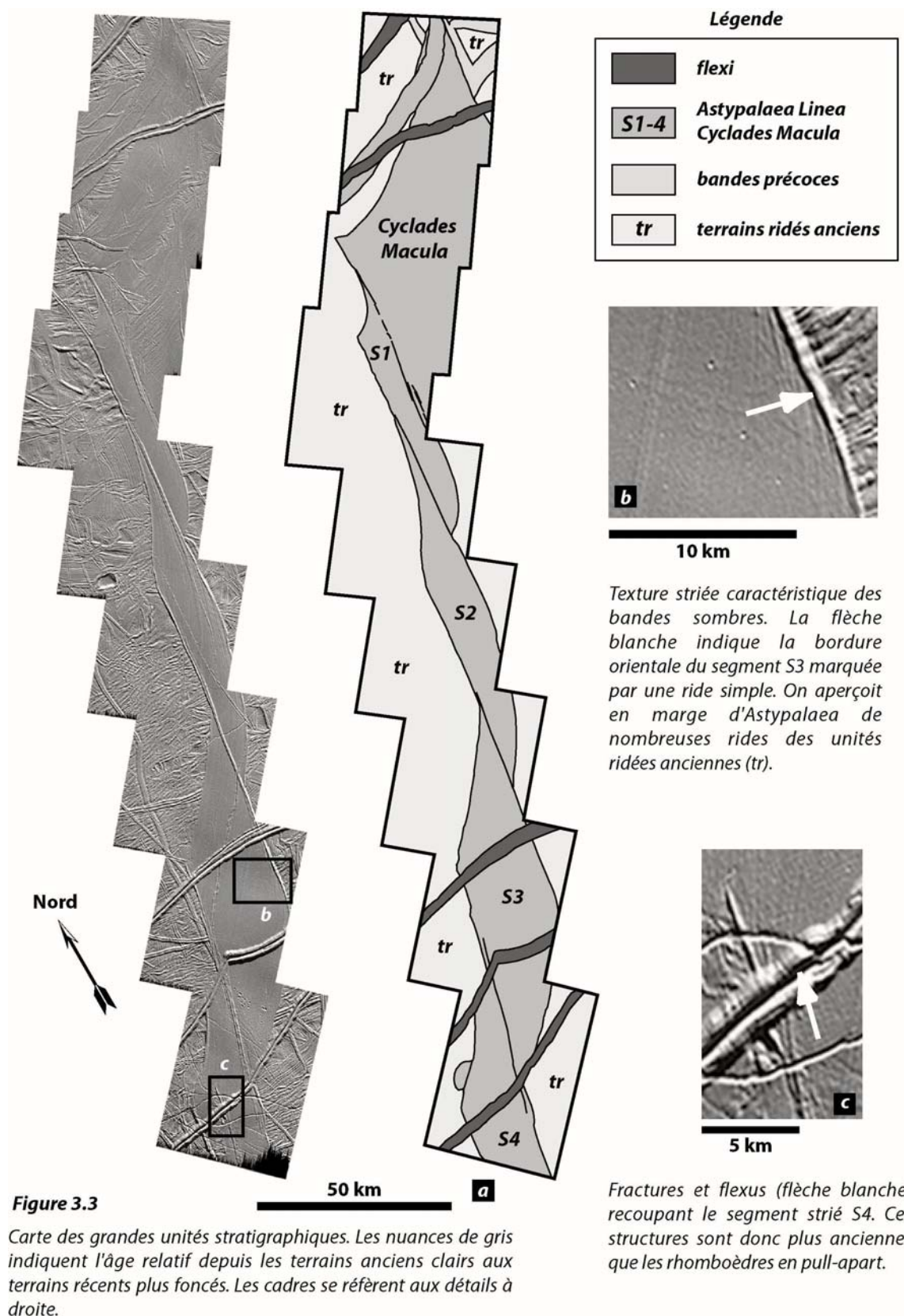
(a) Distorsions horizontales et verticales utilisées pour la correction des images en fonction de la latitude (éq. 3.1). Les résolutions ont toutes été normalisées à ~48 m/pixel afin de faciliter les mesures des distances et des surfaces sur la mosaïque. Les points représentent les centres des neuf images. (b) Silhouettes comparées des mosaïques avant correction (pointillés) et après correction (trait plein).



2.2. Les grandes unités

On distingue sur la mosaïque et la carte associée trois grandes catégories de structures d'âges différents (figure 3.3a) : **1)** des terrains rugueux anciens montrant un enchevêtrement complexe de rides, de dépressions et de fractures ; **2)** une bande caractérisée par une croûte récente striée et de faible albédo, *Astypalaea Linea*, qui recoupe clairement les terrains

rugueux plus anciens et ; 3) quatre épaisses rides nommées *flexi* (voir la section 5.1.3. du chapitre 1) et une dizaine de fractures qui traversent *Astypalaea* sans en être très affectées et qui lui sont donc postérieures (figure 3.3c).



Sur la mosaïque, *Astypalaea* est constituée de trois segments rhomboédriques sombres S_1 à S_3 orientés N-S, dont la morphologie rappelle celle de lentilles d'ouverture en pull-apart. Au nord, les segments aboutissent à une vaste étendue partiellement imagée : *Cyclades Macula*. L'extrémité sud se poursuit par un 4^{ème} segment (S_4) apparemment semblable aux autres et dont on aperçoit la terminaison nord. Chaque segment rhomboédrique est séparé par une ou plusieurs ride(s) parallèles entre elles. Les rhomboèdres possèdent tous une texture assez lisse mais finement striée (figure 3.3b) à l'exception de *Cyclades Macula* qui possède, en plus des stries caractéristiques de la mise en place de croûte nouvelle, des structures déformées. Les bordures de la bande sont souvent marquées par une ride généralement simple (*rb*) qui tend à disparaître par endroits (figure 3.3b). Les stries présentes à l'intérieur des segments sont soit sécantes à ces bordures, soit tendent à se paralléliser en prenant une forme sigmoïde. L'alternance des stries apparaît relativement régulière et certaines d'entre-elles paraissent plus épaisses. Cette observation sera exploitée plus en détail dans les sections 3.3 et 3.6.

2.3. Nature des mouvements

En marge de la bande sombre, on retrouve des unités de plaines ridées anciennes caractérisées par un enchevêtrement de nombreuses rides simples ou doubles, de *flexi*, de fractures, de dépressions, de bourrelets et de textures lisses. Les structures antérieures à l'ouverture d'*Astypalaea Linea* sont interrompues par la bande et peuvent être suivies de part et d'autre. Elles constituent autant de marqueurs de la déformation et permettent de reconstituer les mouvements occasionnés lors de l'ouverture (figure 3.4). Ainsi, le décalage des marqueurs, l'orientation et la géométrie des structures visibles sur les images indiquent, au premier ordre, un mouvement N-S décro-extensif dextre d'une soixantaine de kilomètres d'amplitude accommodé par l'ouverture de segments rhomboédriques en pull-apart (Sylvester 1988, Tufts et al. 1999). Contrairement aux mécanismes de formation des bassins en pull-apart terrestres qui font intervenir des détachements, des grabens puis un remplissage sédimentaire, l'ouverture des segments en pull-apart sur Europe semble être plus brutale. En effet, d'une part, le matériel strié constituant ces segments ne possède apparemment pas d'héritage morpho-structural et le contraste de texture entre les unités ridées anciennes et la bande est très élevé. D'autre part, la continuité assez satisfaisante des marqueurs de part et d'autres de la bande discrédite l'hypothèse de blocs basculés recouverts par une quelconque phase de dépôt ou d'intrusion de matériel. Le matériel constituant la bande trahit davantage une origine endogène et les stries ne peuvent être interprétées qu'en terme de déformation de

ce matériel intrudé, mais en aucun cas elles ne résultent du basculement de blocs des terrains préexistants.

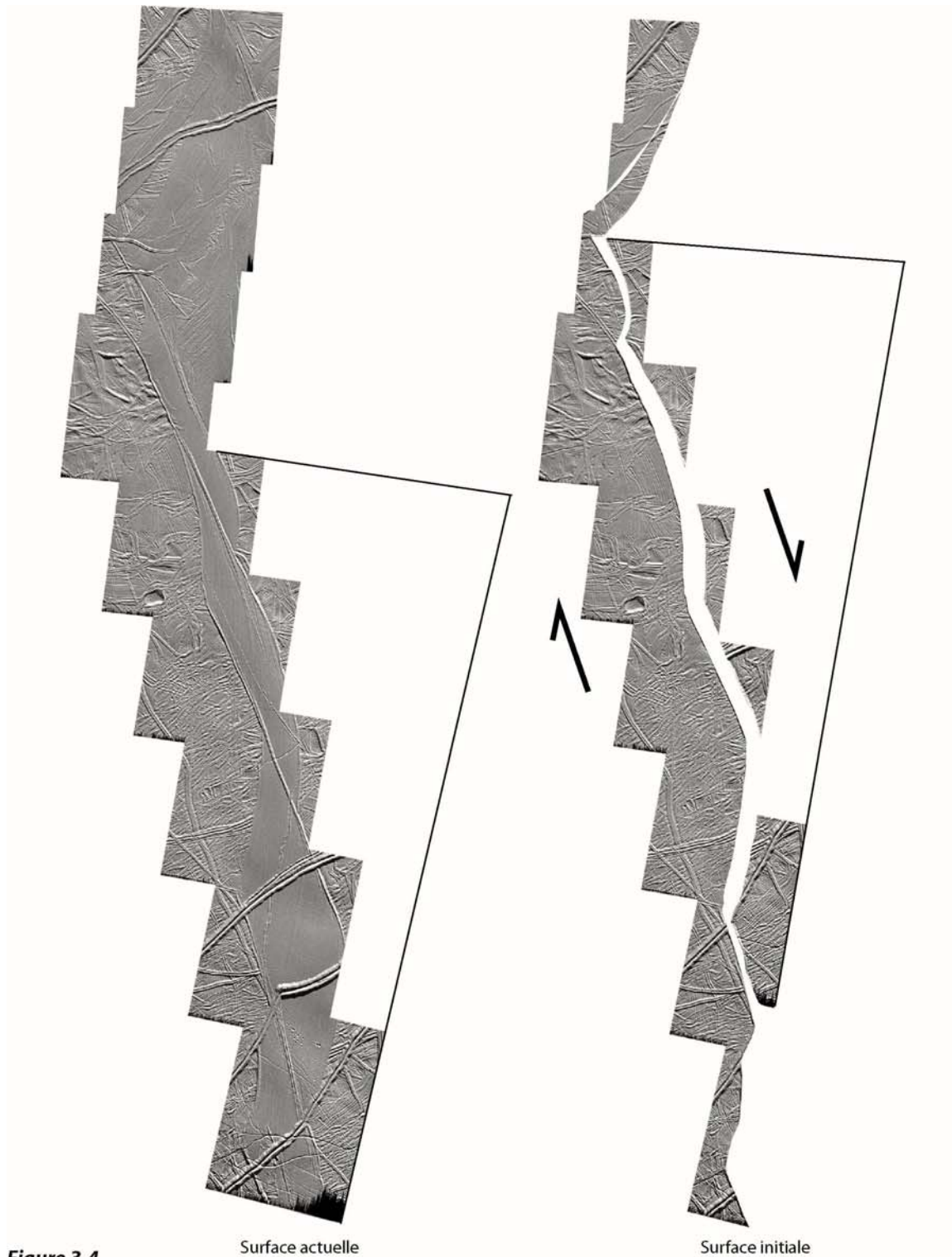


Figure 3.4

Reconstruction d'ensemble en appliquant un déplacement homogène dextre d'environ 60 km d'un compartiment par rapport à l'autre. Cette reconstruction permet de rétablir la continuité de plusieurs marqueurs (rides des terrains préexistants). Il apparaît que des espaces subsistent et que certains marqueurs ne sont pas bien ajustés. Ceci indique que le mouvement le long de la bande n'est pas tout à fait homogène et qu'une reconstruction plus détaillée est nécessaire.

On constate sur la figure 3.4 qu'une reconstruction basée sur l'hypothèse d'une ouverture homogène laisse encore des espaces et des décalages entre les marqueurs principaux. Le mouvement général dextre masque donc probablement une cinématique plus complexe. Hoppa et al. (1999c) ont bâti un modèle dans lequel les mouvements tectoniques sur Europe sont contrôlés par un processus incrémental cyclique (extension, décrochement dextre, compression puis décrochement senestre) résultant de la variation diurne du champ de contraintes lors de la rotation autour de Jupiter (voir la figure 1.34). Les fines stries à l'intérieur des segments rhomboédriques en pull-apart pourraient matérialiser ce type de processus. Par ailleurs, Prockter et Pappalardo (2000) ont récemment découvert au sein de la bande (segments S_3 et S_4) une série de flexures de faible amplitude, perpendiculaire aux stries et d'environ 25 km de longueur d'onde (figure 3.5). L'ensemble de ce système plissé est interprété comme étant la manifestation d'une déformation compressive très faible ($-0,004$ à $-0,9$ %). Ces plis à grande échelle pourraient résulter de mouvements transpressifs le long d'*Astypalaea* (i.e. formation des plis lors de la phase de compression-décrochement senestre du processus d'ouverture de Hoppa et al. 1999c).

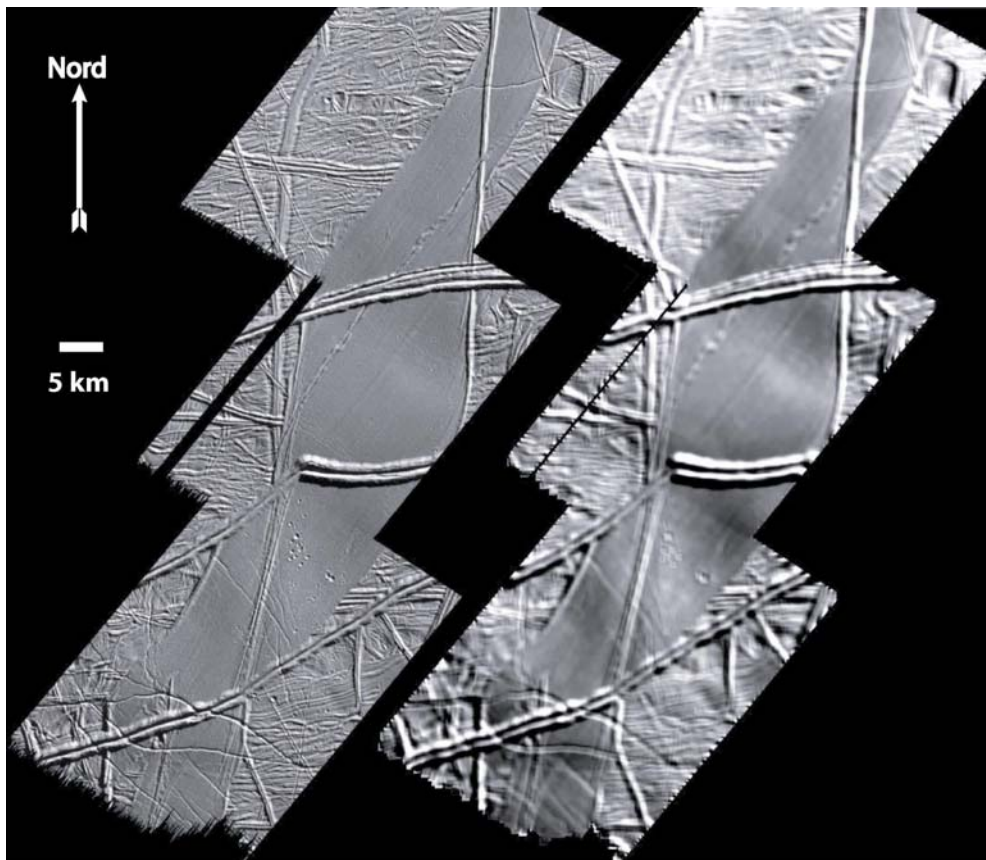


Figure 3.5

Mise en évidence d'une série de plis perpendiculaires à l'orientation supposée des contraintes principales maximales impliquées lors du décrochement dextre. Ces plis sont espacés de ~ 25 km et indiquent un raccourcissement de l'ordre de $-0,004$ à $-0,9$ % (Prockter et Pappalardo 2000).

Une construction détaillée faisant intervenir de nombreux marqueurs a été réalisée sur *Astypalaea* dans le but de comprendre l'origine des espaces et des décalages résiduels entre les marqueurs (voir la section 3.4). L'analyse détaillée des stries devrait également apporter des informations importantes sur les modalités de l'ouverture de la bande. C'est ce que nous nous proposons de montrer dans la partie qui suit.

3. Contraintes apportées par l'analyse des stries sur l'ouverture d'*Astypalaea Linea*

3.1. Introduction

Le déplacement des blocs crustaux sur des distances d'environ 60 km et la mise en place d'une quantité importante de croûte nouvelle au sein de la bande n'est pas un processus limité au cas d'*Astypalaea Linea*. De nombreuses structures de ce genre existent à la surface d'Europe (e.g. les bandes cunéiformes de la région antijovienne, *Agenor*, *Libya*, *Thynia Lineae*...) et l'ensemble de ces bandes contribue largement au renouvellement de la surface d'Europe. Les âges moyens de la surface d'Europe estimés par les courbes taille-fréquence des gros cratères (voir la section 4 du chapitre 1) sont encore sujets à débats et deux écoles proposent des âges très différents de $50 \text{ Ma} \pm \text{un facteur } 5$ (Shoemaker 1996, Zahnle et al. 1998) et de l'ordre de 1 Ga (Neukum et al. 1997). L'analyse des textures caractéristiques de cette croûte néoformée peut apporter des contraintes sur les modalités et sur les temps nécessaires à l'ouverture des bandes sombres. Dans ce cadre, *Astypalaea Linea* constitue un bon objet d'étude (images de bonne résolution, structure représentative du point de vue des textures et de la quantité de croûte néoformée). Nous allons donc nous intéresser à la géométrie et à la texture de cette structure afin de comprendre les mécanismes qui ont occasionné son ouverture, et afin d'estimer des temps et des vitesses d'ouverture.

3.2. Méthodes de traitement et application à *Astypalaea Linea*

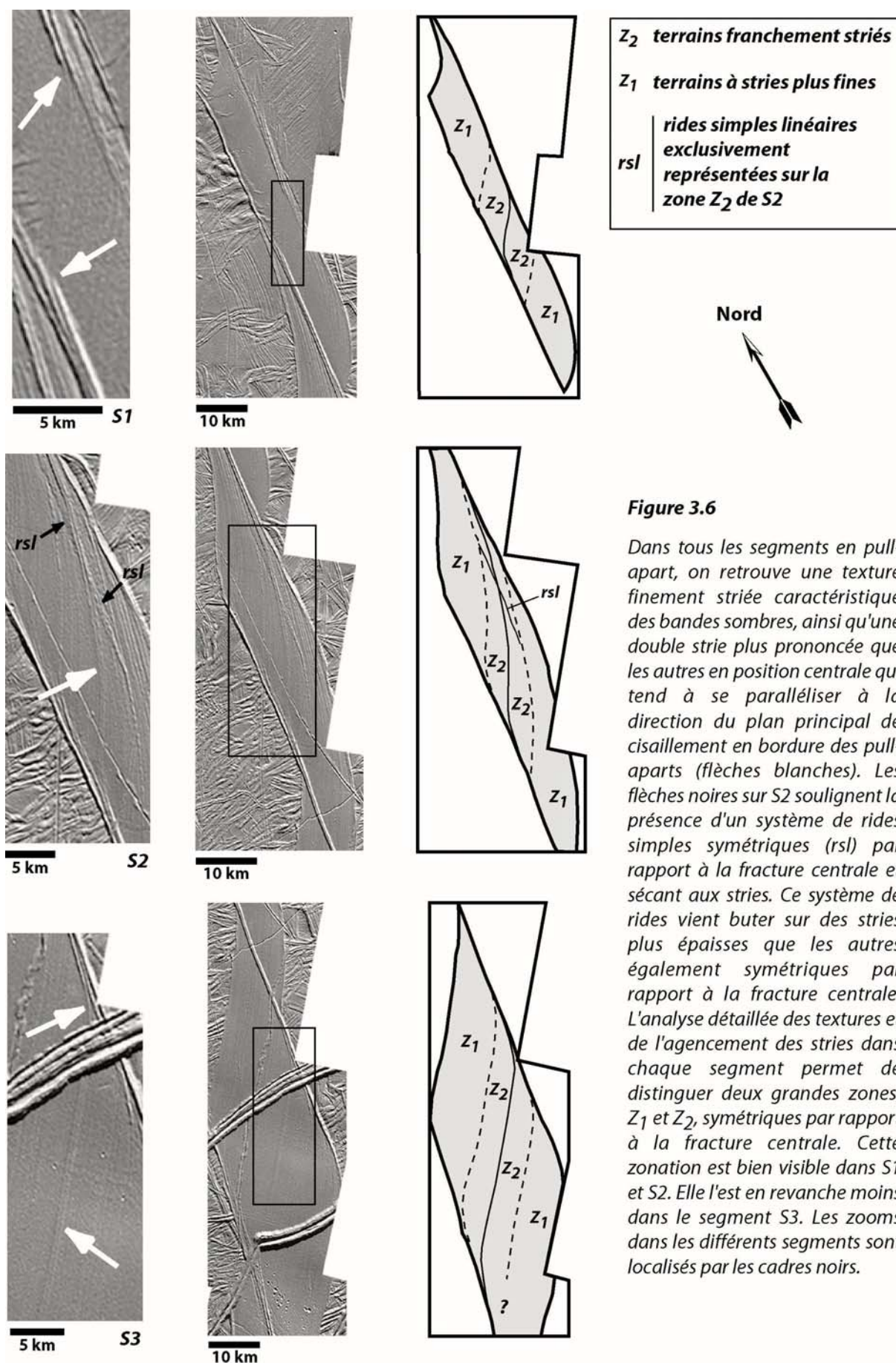
L'identification des stries n'est pas toujours aisée. Des fractures recoupent et masquent les stries qui apparaissent par endroits de façon discontinue. Nous verrons dans un premier temps que les stries ne présentent pas toutes la même morphologie et que des zones de textures différentes peuvent être délimitées. Afin de mettre en évidence et de quantifier le plus précisément possible le nombre de stries et leur périodicité sur *Astypalaea Linea*, nous avons

eu recours à deux méthodes différentes. La première s'appuie sur un filtrage des images brutes et un seuillage des profils obtenus en différents endroits de la bande. La seconde méthode consiste en une analyse des images brutes dans le domaine fréquentiel par une transformation de Fourier.

3.2.1. Morphologie, géométrie et texture des surfaces striées

L'alternance des stries au sein des segments rhomboédriques en pull-apart semble assez régulière. Cependant, certaines stries paraissent plus épaisses que d'autres (figure 3.6). Un système de deux stries plus épaisses, dont on peut suivre la trajectoire aisément sur pratiquement toute la longueur de la bande, traverse chaque pull-apart en position centrale. L'agencement des stries apparaît symétrique à ce système central que l'on appellera également par la suite « fracture centrale » (notée *fc* sur la figure 3.6). Dans le détail, des zones de textures légèrement différentes, que l'on peut suivre dans chaque pull-apart, se distinguent de part et d'autre des stries centrales. Ces zones traduisent une modification de l'aspect et de la densité des stries (figure 3.6). Au moins deux zones visibles et sensiblement de même taille dans tous les segments en pull-apart peuvent être délimitées par des stries plus épaisses de part et d'autre de la double strie centrale. Dans le segment S_1 , on passe ainsi d'une texture assez lisse très faiblement striée loin de la fracture centrale (Z_1) à une texture plus rugueuse et plus striée (Z_2) de part et d'autre de la fracture centrale (figure 3.6). Ces variations texturales sont moins marquées sur le segment S_2 et très difficiles à suivre sur le segment S_3 . Toutefois, une ride simple linéaire orientée selon l'axe de cisaillement et symétrique de part et d'autre de la fracture centrale est visible dans la zone la plus récente du segment S_2 (notée *rs/* sur la figure 3.6). Cette observation renforce l'idée que la zonation texturale décrite ici marque un épisode cinématique majeur lié à l'ouverture de l'ensemble de la bande.

La répétition de zones texturales de dimensions similaires de part et d'autre d'un système de stries plus prononcées en position centrale est un argument fort pour avancer l'idée d'une ouverture symétrique de type dorsale médio-océanique terrestre comme l'avaient déjà évoqué Sullivan et al. (1998) sur une bande de la région antijovienne. Afin de vérifier cette hypothèse et de préciser la nature des mouvements occasionnés lors de l'ouverture, nous allons procéder à une analyse quantitative des surfaces striées de la bande.



3.2.2. Filtrage et seuillage des images

Les filtres utilisés ont été choisis par rapport à l'orientation des stries. Pour la plupart des images, les stries sont généralement parallèles et horizontales (direction NE-SW), mais celles-ci peuvent parfois être orientées à $\pm 45^\circ$ de cette direction privilégiée. Nous avons donc appliqué différents filtres Passe-Haut adaptés aux différentes orientations des stries. La figure 3.7 présente la valeur de ces différents filtres.

Dans un premier temps, un filtrage et un seuillage brutal des images (figure 3.7a) a permis de suivre et d'évaluer le nombre de stries apparentes au premier ordre dans les différents secteurs d'*Astypalaea Linea* par une simple approche visuelle analogue à celle qui est utilisée en sismique. Un total de 44 stries en plus de la ride centrale composée de 2 stries un peu plus épaisses a été recensé sur le secteur en pull-apart le plus au sud (S_3). Le segment central (S_2) contient quant-à lui un total de 42 stries formant des sigmoïdes en plus des 2 stries centrales. Enfin, le premier segment en pull-apart (S_1), le plus septentrional, est difficile à analyser par cette simple technique dans la mesure où les stries ne sont pas très marquées, malgré un filtrage adéquat. La partie la plus au nord apparaît pratiquement lisse comparée à la texture striée du pull-apart S_3 . On parvient tout de même à estimer un total très approximatif d'environ 36 stries en plus des 2 stries centrales. Visuellement, on constate une diminution progressive du nombre de stries depuis le sud vers le nord. Cependant, même si l'on peut estimer visuellement une succession assez régulière de stries, cette méthode reste assez imprécise et le traitement utilisé pour faire ressortir les stries peut altérer le signal en regroupant les pixels autour des stries majeures. On doit donc s'attendre à ce que ce nombre de stries soit sous estimé. Il apparaît donc fondamental de déterminer le seuil optimal de valeur de gris au-delà duquel l'identification des stries est altérée.

Nous avons réalisé différents profils, perpendiculaires aux stries et parallèles au déplacement occasionné par l'ouverture de la bande, répartis sur les trois segments en pull-apart (figure 3.8a). Nous avons ainsi testé différents seuils de valeurs de gris sur les profils. La figure 3.9a-d montre que la périodicité des stries reste relativement stable dès lors que le seuil de valeurs de gris utilisé est inférieur à environ 150. Ce domaine de stabilité correspond à des périodes de l'ordre de 200 à 400 m/strie pour chaque segment en pull-apart (de S_1 à S_3). Cette gamme d'intervalles entre les stries peut être vérifiée par une analyse plus rigoureuse dans le domaine des fréquences.

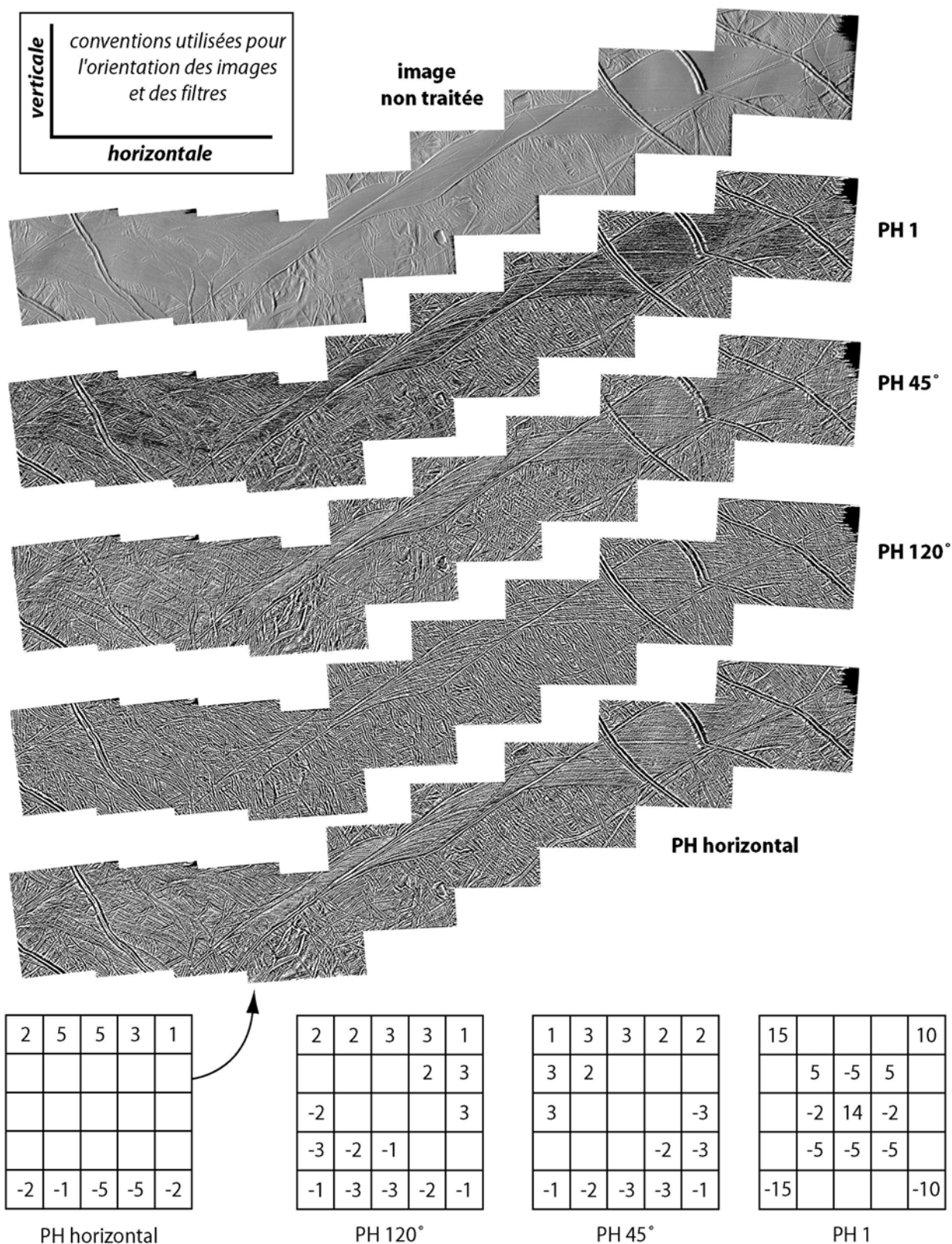
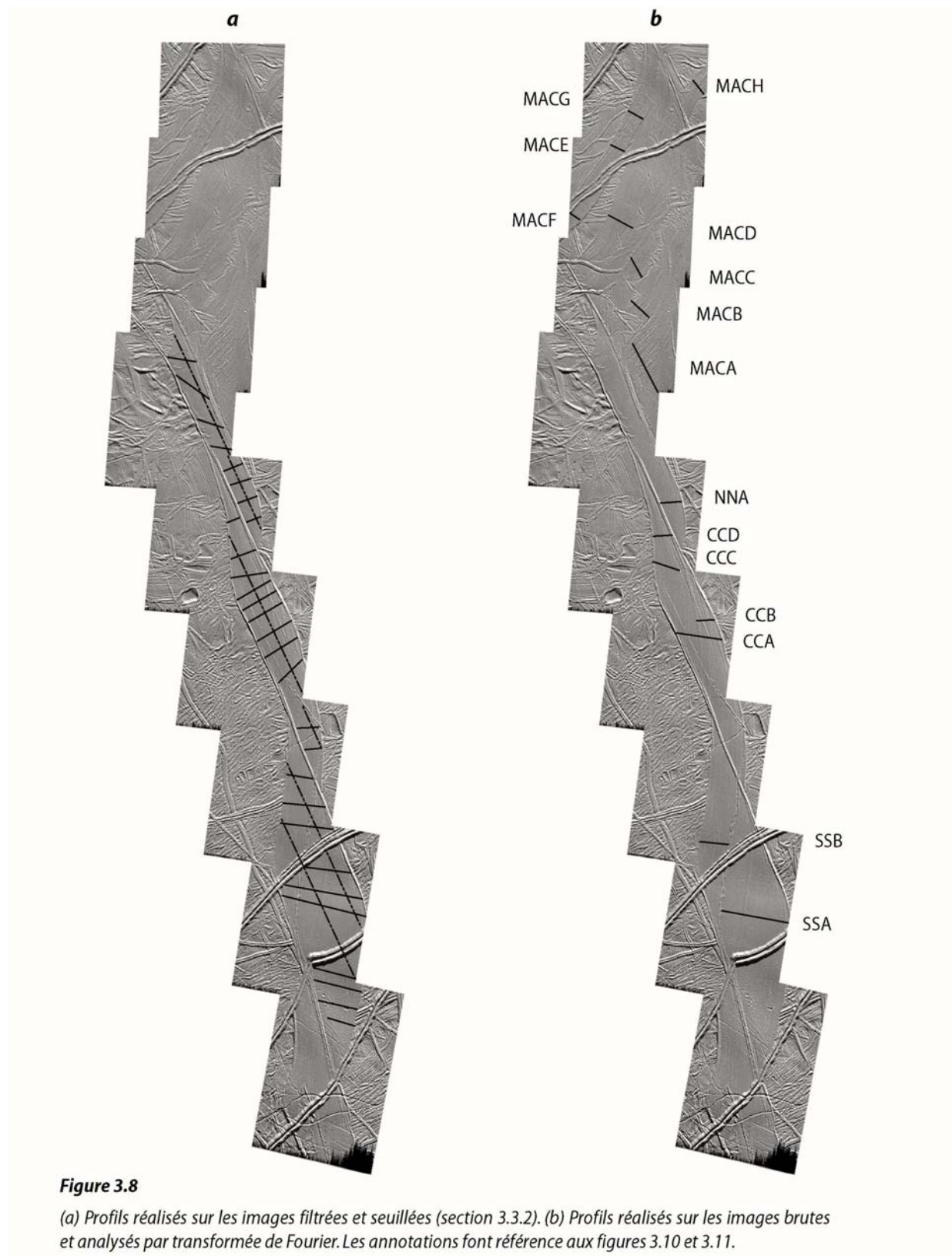
**Figure 3.7**

Planche présentant les différents filtres utilisés pour la mise en évidence des stries. Le filtre PH 1 a uniquement été utilisé pour l'analyse visuelle. Les 3 autres filtres Passe-Haut ont été utilisés pour l'analyse par seuillage en fonction de l'orientation des stries (les angles associés au titre des filtres se réfèrent à l'horizontale définie dans l'encart en haut à gauche).



La même méthode appliquée aux transects (profils parallèles à la direction de l'ouverture de la bande) donne des périodes un peu plus élevées d'environ 450 ± 50 m/strie pour un seuil à 150 (figure 3.9d). Ceci est, au moins en partie, explicable par le fait que les transects ne

recoupent pas forcément les stries à la perpendiculaire. Les distances, aussi bien entre les stries que l'épaisseur des stries, apparaissent donc plus importantes.

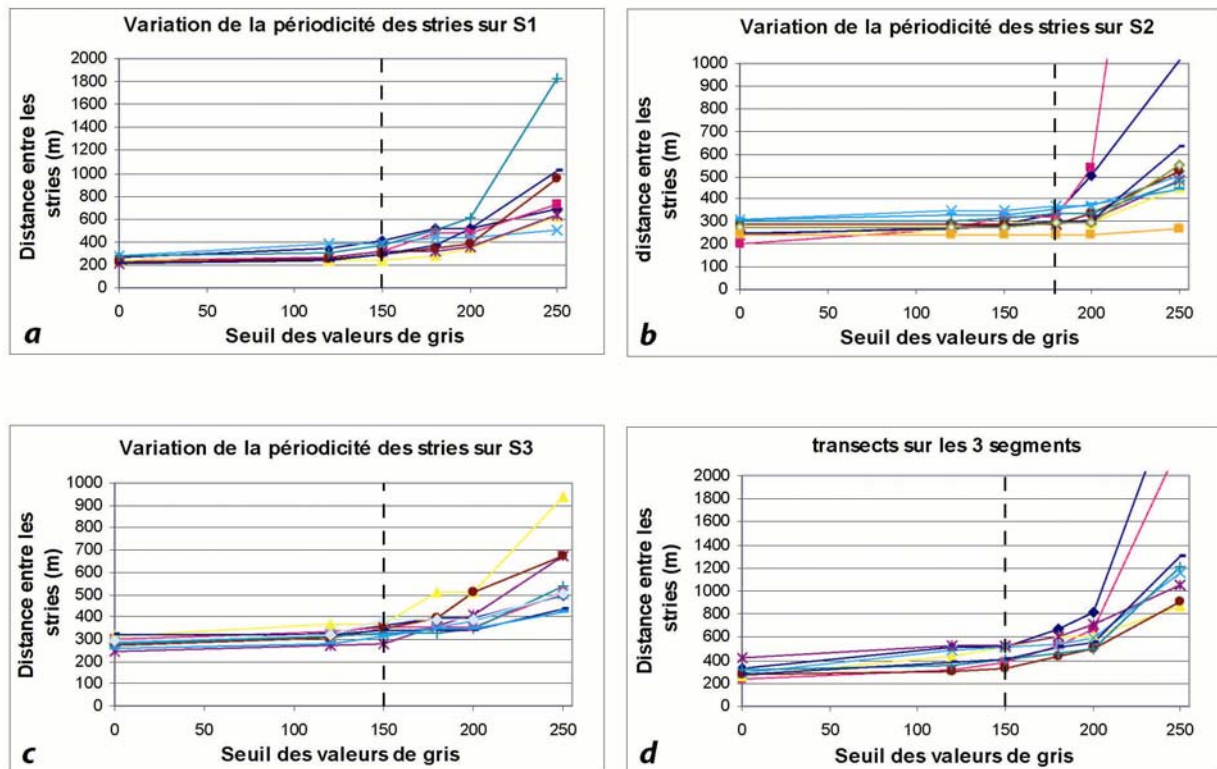


Figure 3.9

Périodes déterminées sur les profils traités par filtrage Passe-Haut (figure 3.8a) puis seuillés pour 6 valeurs de gris comprises entre 0 et 250. (a) Profils relevés sur le segment S1, (b) profils relevés sur le segment S2, (c) profils relevés sur le segment S3, (d) profils relevés sur les transects (pointillés sur la figure 3.8a). Les périodes sont toutes relativement stables pour des valeurs de gris comprises entre 0 et 150, puis augmentent brutalement au-delà. La valeur de gris 150 semble donc la plus appropriée pour le seuillage et donc la détermination des périodes.

3.2.3. Analyse dans le domaine fréquentiel

Cette méthode diffère des précédentes et va permettre de vérifier la validité des périodes mises en évidence jusqu'ici. D'autre part, elle apporte des informations sur l'ensemble des fréquences et notamment les basses fréquences. Des profils représentatifs ont été réalisés aussi bien sur les images légèrement filtrées que sur les images brutes (figure 3.8b). Ces profils représentent les variations de valeurs de gris qui ont été calées entre 128 et -128 avant d'être soumis à une transformation de Fourier. La table 3.1 présente une synthèse des résultats obtenus sur les profils relevés sur les trois segments en pull-apart (S_1 à S_3) de la mosaïque filtrée. Les pics de fréquence donnent tous des périodes allant de 4 à 13 pixels/strie avec des valeurs moyennes comprises entre 6 et 9 pixels/strie correspondant à des distances

de 320 à 440 m entre chaque strie. Certains profils sont cependant plus représentatifs de l'alternance des stries, et surtout, certains périodogrammes marquent des pics plus distincts et plus intenses que les autres. Il nous est donc apparu judicieux de pondérer ces résultats de coefficients traduisant le degré de confiance allant de 0,5 lorsque les périodogrammes sont confus et difficiles à interpréter à 1 lorsque ceux-ci sont nets et sans équivoque. L'intervalle caractéristique entre les stries se précise entre 322 et 394 m/strie avec une valeur moyenne de 363 m/strie.

	S₁	S₂	S₃	Total
Minimum	5,55	4,18	6,38	4,18
maximum	12,78	8,50	9,20	12,78
moyenne	9,09	6,73	7,75	7,85
distance (m)	437,37	323,72	372,78	377,96
Moyenne pondérée	8,17	6,71	7,74	7,54
distance (m)	393,34	322,85	372,36	362,85

Table 3.1 Synthèse des résultats obtenus par analyse fréquentiel sur les profils des images filtrées. Les valeurs sont exprimées en pixels sauf pour les distances (mètres).

Ces traitements résultent toutefois de données déjà filtrées et l'on peut se poser la question de l'influence du filtrage sur ces résultats. Nous avons donc procédé de la même manière à des mesures de périodes le long de profils relevés sur les images brutes non filtrées. Les planches 3.10 et 3.11 présentent les profils et les périodogrammes obtenus sur les images brutes. On constate que la position des maxima de période est beaucoup moins régulière que dans le cas des images filtrées. Ceci provient du fait que nous avons accès à l'ensemble de l'information contenue sur les profils bruts. Les maxima sont majoritairement localisés entre 3 et 15 pixels/strie soit entre 144 et 722 m/strie, mais il n'est pas rare de trouver de maxima ou du moins de nombreux pics au-delà. Les pics majeurs sur chaque profil ont été répertoriés et regroupés par classes pour évaluer la zone d'abondance des pics et préciser ainsi une gamme de périodes caractéristiques. La figure 3.12 montre une distribution maximale des pics pour des périodes de 192 et 385 m/strie. Une autre concentration de pics apparaît à 578 m/strie, puis le nombre de pics diminue progressivement avec des petites pointes à 866, 1251, 1636 et 2213 m/strie. Quoi qu'il en soit, il est à remarquer que 65% des pics donnent des périodes inférieures à 700 m/strie. Cette forte concentration n'est autre que le reflet d'un intervalle caractéristique entre les stries inférieur à 700 m/strie et plus probablement compris entre 192 et 385 m/strie. Mais la présence de pics modestes à plus basse période et notamment autour de

578 m/strie est révélatrice de stries plus épaisses ou d'une distance plus importante entre les stries.

Figure 3.10 Profils utilisés pour l'analyse des fréquences (répertoriés sur la figure 3.8 b)

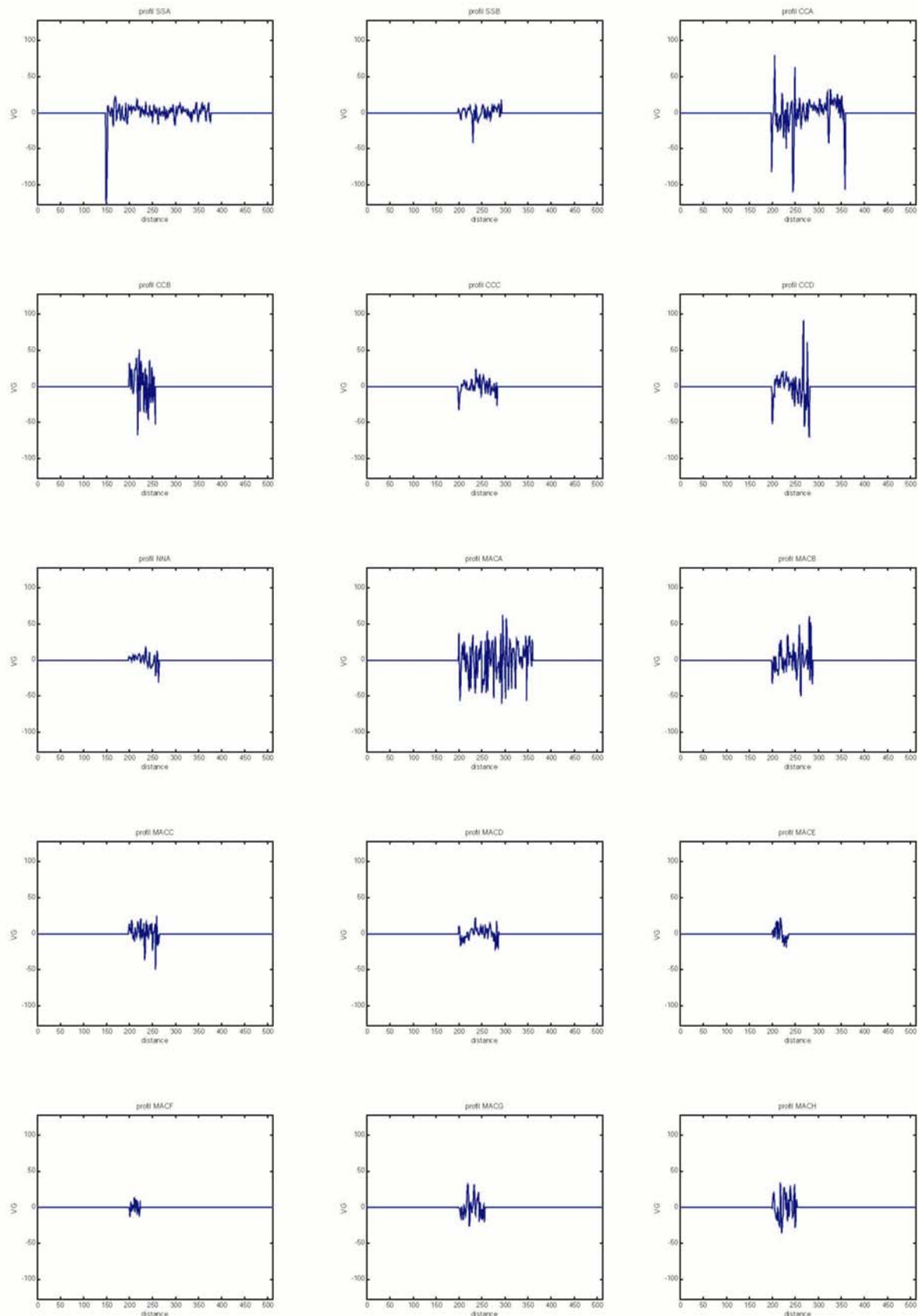
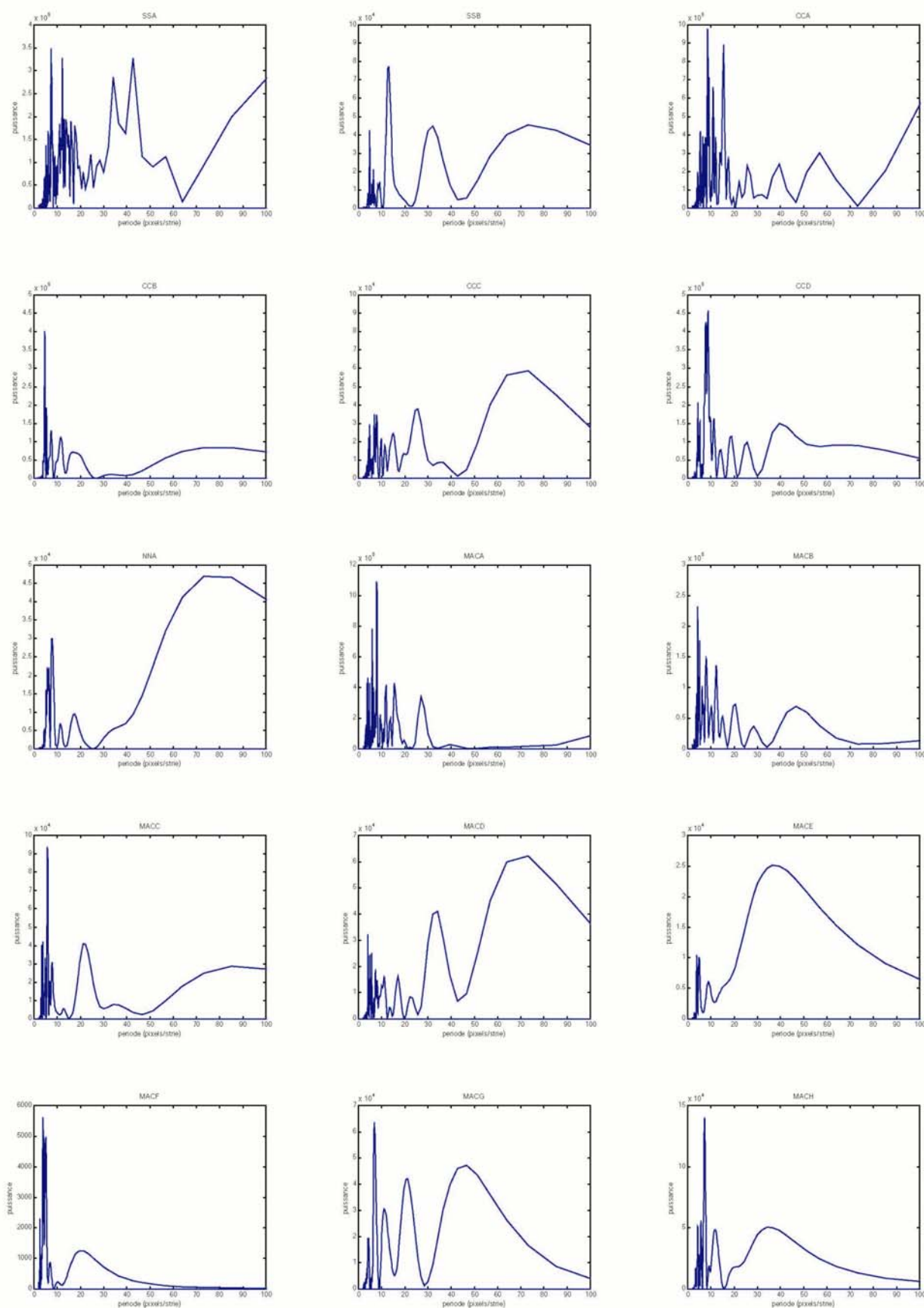


Figure 3.11

Périodogrammes déduits de l'analyse en fréquences à partir des profils



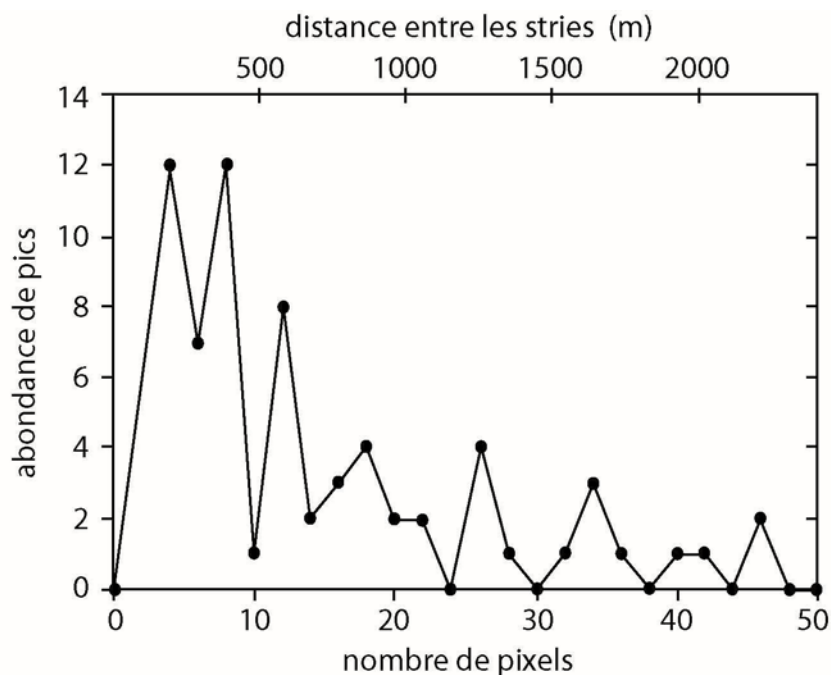


Figure 3.12

Histogramme représentant l'abondance des périodes relevées sur l'ensemble des profils de la figure 3.8b par analyse fréquentielle en fonction de la période (en m/strie en haut et en pixel/strie en bas). Le nombre de pics a été compté sur chaque profil et classé par tranche de 2 pixels (à partir de 4 pixels). On constate que les pics principaux sont tous situés pour des périodes inférieures à 700 m/strie.

3.2.4. Comparaison des méthodes utilisées et discussion

Les deux approches utilisées pour le décompte des stries sur *Astypalaea Linea* donnent des périodes similaires de l'ordre de 190 à 400 m/strie. Il s'agit là d'une gamme de distances largement majoritaire à la fois par seuillage et par analyse fréquentielle. La présence d'autres pics de plus grande période tend à montrer que la distance qui sépare les stries n'est pas toujours strictement identique comme le suggèrent d'ailleurs les périodes définies visuellement. Ces constatations pourraient rendre compte de la fossilisation d'événements cinématiques difficilement perceptibles sur les images. On ne peut pas, à partir de ces périodogrammes, appréhender la distribution de ces événements. En d'autres termes, seule une analyse fine des images permettra de savoir si ces événements alternent régulièrement et sont plutôt représentatifs de processus incrémentaux ou s'il s'agit d'épisodes majeurs de mise en place d'*Astypalaea Linea* (e.g. variation de la vitesse d'ouverture...).

La gamme de périodes déterminée ici implique la mise en place de 100 à 200 stries par segment en pull-apart. Cette valeur est largement plus élevée que celle déterminée visuellement (de 38 à 46 stries par segment). En revanche, le pic de périodes à 1251 m/strie

coïncide avec le nombre de stries observé. On peut conclure de tout cela qu'il semble y avoir beaucoup plus de stries qu'il n'y paraît dans les pull-aparts. Les stries majeures visibles alternent régulièrement d'une marge à l'autre et les stries plus fines, non visibles, sont *a priori* réparties entre ces stries majeures. Ainsi, si ces stries correspondent à des événements cinématiques et/ou magmatiques, on peut imaginer une mise en place périodique de matériel nouveau ponctuée d'événements plus longs et/ou plus importants. Alors que l'alternance régulière des stries visibles dans presque toutes les zones marque davantage des épisodes périodiques inhérents au mode de mise en place, la répétition de zones de texture identique et de dimensions similaires dans les différents segments indique que ces zones pourraient correspondre à des événements cinématiques majeurs de l'ouverture d'*Astypalaea Linea* (figure 3.7).

3.3. Implications pour les vitesses de déformation et les mécanismes de formation des bandes

3.3.1. Modèles d'ouverture des structures linéaires

Différents modèles d'ouverture des structures linéaires ont été proposés dans la littérature. Tufts et al. (2000) ont bâti un modèle de croissance des fractures en rides doubles puis triples et de plus en plus complexes impliquant une dilatation transversale des structures linéaires avec le temps et dont les bandes sombres représentent l'aboutissement (voir la figure 1.35). Ils ont par la suite relié cette évolution avec la période de rotation diurne d'Europe (3,55 jours) en introduisant un coefficient de dilatation dont l'évolution est fonction de la largeur de la structure. Greenberg et al. (1998) estiment, par analogie avec les processus de formation des rides de pression sur la banquise terrestre, un temps d'érection d'une ride de 2 km de large pour ~100 m de hauteur de l'ordre de 30000 ans. Cette valeur suppose l'infiltration de liquides le long du plan de faille, la cristallisation rapide de ce liquide soumis aux températures extrêmes de la surface, puis l'éjection de la croûte de glace néoformée lors d'un épisode compressif lié à la rotation diurne d'Europe (voir la figure 1.33b).

La présence de nombreux décrochements et notamment de bandes sombres décro-extensives semblables à *Astypalaea Linea* a amené Hoppa et al. (1999c) à établir un modèle incrémental d'ouverture intégrant les variations diurnes du champ de contrainte par alternance de mouvements extensifs, senestres, compressifs et dextres dont l'ordre de succession dépend de l'endroit et de l'orientation de la fracture initiale (voir la figure 1.34). Nimmo et Gaidos

(2002) ont quant-à eux quantifié l'apport de chaleur libérée par friction le long d'un plan de faille dans la croûte de glace d'Europe. Ils montrent que des températures proches du point de fusion peuvent être atteintes à faible profondeur pour des vitesses de cisaillement de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} m.s⁻¹ (correspondant à des contraintes tidales de l'ordre de 10^4 à 10^5 Pa). Ces vitesses de cisaillement semblent élevées et devraient correspondre à une borne maximale de vitesses puisque Nimmo et Gaidos estiment que la totalité de la déformation tidale en surface contribue au déplacement le long du plan de faille. On peut cependant considérer de façon raisonnable que l'ouverture d'*Astypalaea Linea* fait intervenir à la fois les mécanismes cinématiques de Hoppa et al. (1999c) et les mécanismes thermiques de Nimmo et Gaidos (2002).

3.3.2. Application de ces modèles à l'ouverture d'*Astypalaea Linea*

Le schéma 3.13 illustre la combinaison de ces deux mécanismes selon l'hypothèse très probable d'une ouverture médiane le long de la fracture centrale.

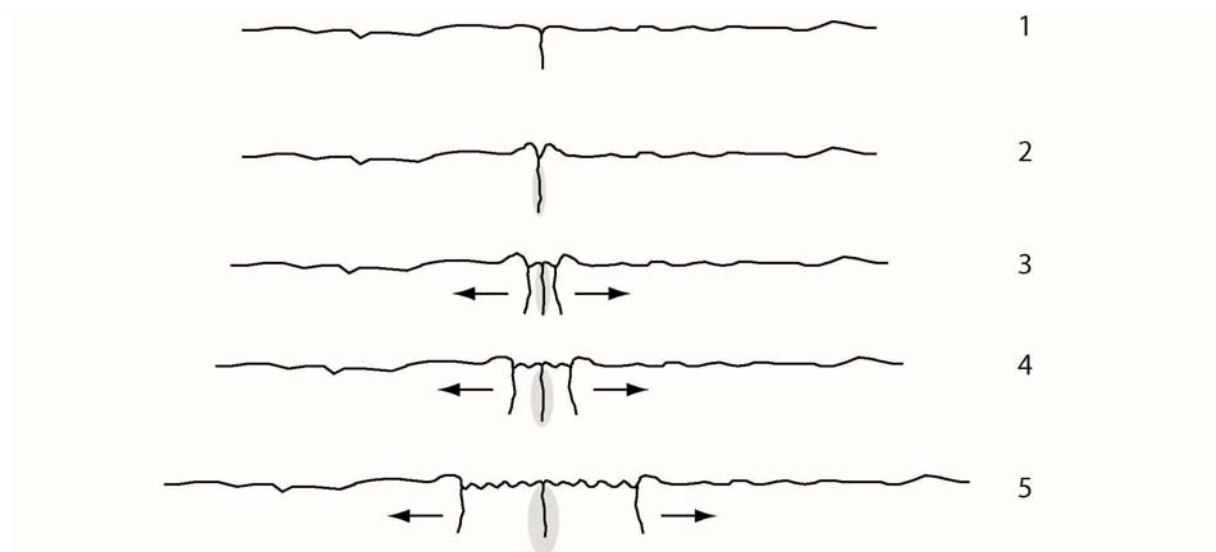


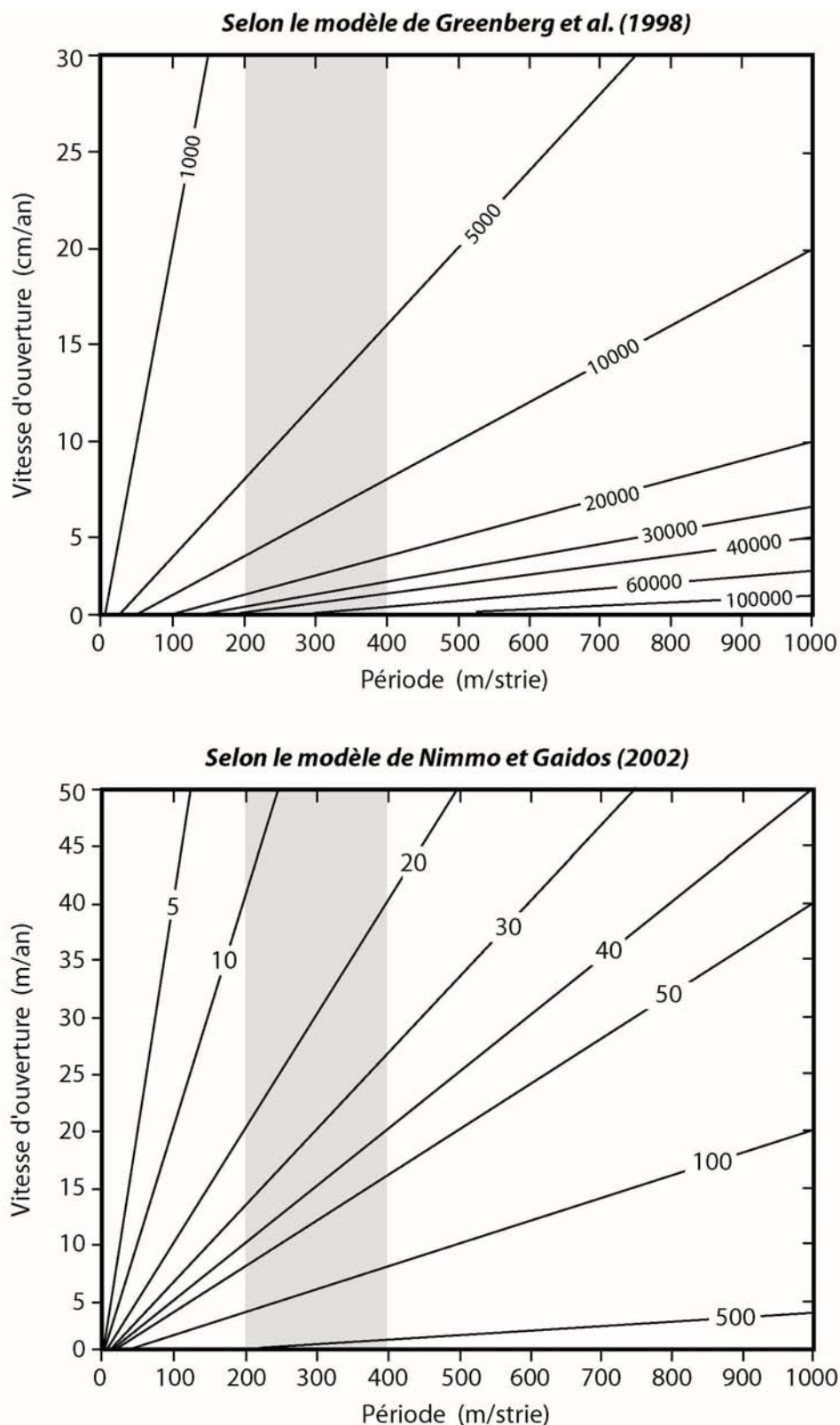
Figure 3.13

Modèle d'ouverture d'une bande sombre intégrant les processus cycliques incrémentaux de Hoppa et al. (1999) et les mécanismes thermiques de Nimmo et Gaidos (2002). Après initiation d'une fracture superficielle dans la croûte, le champ de contrainte lié à la rotation diurne d'Europe engendre une succession d'événements extensifs, dextres, compressifs et senestres susceptibles d'augmenter la température par friction le long du plan de fracture. Le mouvement résultant est globalement extensif (flèches) et favorise la création d'espaces au niveau du plan de faille. La densité plus faible de la glace ductile sous-jacente réchauffée par friction pourrait également contribuer pour partie à ouvrir la bande. Enfin, l'apport latéral de matériel vers la zone linéaire d'accrétion tend à amincir la croûte à proximité de la bande. La formation du relief des stries peut s'intégrer dans la phase compressive associée à la rotation diurne.

Si l'on admet qu'une certaine quantité de liquide provenant d'un océan interne pénètre le long du plan de faille central, le temps de formation d'une ride évalué par Greenberg et al. (1998) peut être considéré comme étant une limite supérieure, d'autant plus que les dimensions définies pour la ride sont nettement supérieures aux dimensions caractéristiques d'une double strie sur *Astypalaea*. Ainsi, une strie correspond à une demie ride et l'on peut évaluer le temps total et les vitesses moyennes d'ouverture d'*Astypalaea Linea* à partir des périodes mises en évidence précédemment. La figure 3.14 donne la vitesse d'ouverture d'*Astypalaea Linea* en fonction de la période pour différents temps de formation d'une ride. La zone grisée correspond au domaine le plus probable de périodicité des stries. L'application du modèle de Greenberg et al (1998) à *Astypalaea* implique des vitesses d'ouverture moyennes de l'ordre de 2 cm/an et donc des temps d'ouverture d'environ 2 à 3 Ma en fonction des profils et des méthodes de détermination des périodes. Si l'on considère les vitesses extrêmes de Nimmo et Gaidos de 10^{-6} m.s^{-1} ($\sim 30 \text{ m/an}$), on obtient des temps d'ouverture très courts de 2000 ans.

Ces vitesses très différentes ont une influence de première importance sur les temps d'ouverture. La figure 3.15 représente le temps nécessaire à l'ouverture d'une bande de 5 à 80 km de rejet en fonction de la vitesse moyenne de déplacement en surface. Les cas extrêmes considérés ici pour *Astypalaea* sont localisés par des cercles noirs sur le graphe.

Le modèle de Greenberg et al. (1998) est basé sur une comparaison morphologique avec des objets terrestres et implique une succession d'épisodes extensifs et compressifs. Il ne tient toutefois pas compte des mouvements décrochants qui sont pourtant manifestes sur *Astypalaea* et néglige toute anomalie thermique. De plus, les dimensions des rides sont nettement plus importantes que celles des stries. Il faut donc s'attendre à ce qu'un temps d'ouverture de 3 Ma soit largement surestimé. Le modèle de Nimmo et Gaidos (2002) prend en compte les mouvements décrochants et prévoit l'existence d'une anomalie thermique positive entretenue par friction le long du plan de faille. Cependant les vitesses cisailantes considérées par ces auteurs semblent très élevées et ne traduisent pas l'extension observée sur *Astypalaea*. Des temps d'ouverture de 2000 ans constituent donc une limite inférieure. Le temps réel d'ouverture d'*Astypalaea* est compris entre ces valeurs inférieure et supérieure, mais l'incertitude demeure importante. Nous allons donc tenter de contraindre ces valeurs extrêmes du temps d'ouverture en utilisant l'âge « absolu » de la surface donné par la distribution des cratères d'impact.

**Figure 3.14**

Contour des temps de formation d'une ride (en années) en fonction de la vitesse d'ouverture et de la périodicité des stries pour un déplacement de 60 km selon les deux modèles extrêmes de Greenberg et al. (~ 2 à 4 cm.an^{-1}) et de Nimmo et Gaidos ($\sim 30 \text{ m.an}^{-1}$). La zone grisée correspond à la périodicité mesurée sur *Astypalaea Linea* et *Cyclades Macula*.

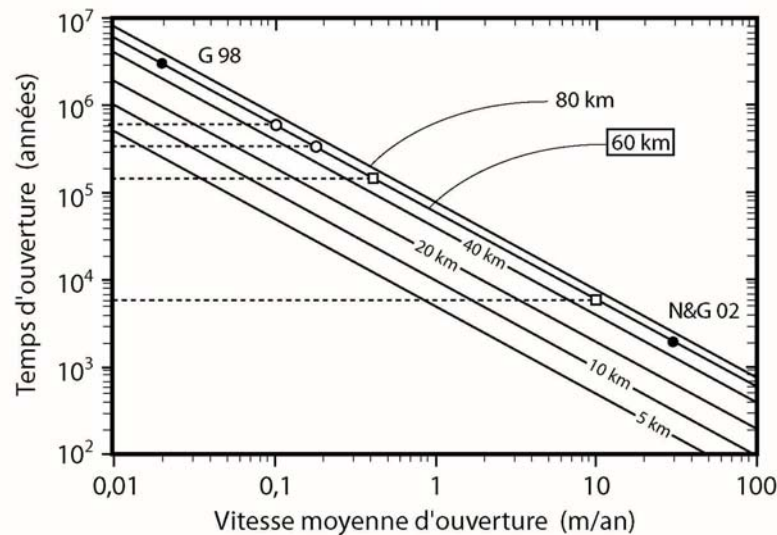


Figure 3.15

Temps d'ouverture en fonction de la vitesse d'ouverture pour des déplacements de 5 à 80 km d'amplitude. Les points noirs correspondent aux valeurs extrêmes de Greenberg et al. (G 98) et de Nimmo et Gaidos (N&G 02) appliquées à *Astypalaea Linea*. Les points blancs sont les temps estimés à partir des âges " absolus " de la surface (voir le texte et la figure 3.16) et les carrés blancs sont les temps estimés en considérant un modèle d'ouverture contrôlé par la rotation non synchrone (voir le paragraphe 3.5).

3.3.3. Contraintes sur le temps d'ouverture à partir de l'âge de la surface

Le renouvellement de la surface d'Europe, tel qu'il a été défini au chapitre 1, est le résultat de processus très différents. L'âge de la surface d'Europe estimé à partir des gros cratères d'impact est une moyenne des âges de toutes les unités géologiques présentes à la surface. Les zones chaotiques apparaissent stratigraphiquement plus récentes que de nombreuses autres structures et la distribution de cratères au sein de *Conamara Chaos* montre qu'il s'agit d'une structure âgée d'environ 5 Ma \pm un facteur 5 (Chapman et al. 1998). Si *Conamara Chaos* est représentative de l'ensemble des zones chaotiques d'Europe, cette valeur implique des taux de renouvellement de la surface beaucoup plus élevés que ceux qui permettraient d'expliquer l'âge moyen de la surface globale. Ceci implique que le reste de la surface est renouvelé par des processus plus lents. Si l'on néglige la contribution des rides doubles ou triples, on peut supposer que seules les zones chaotiques et les bandes participent au renouvellement de la surface. La surface occupée par les zones chaotiques est difficile à estimer dans la mesure où la couverture d'images de moyenne résolution permettant l'identification de ces unités est incomplète. Riley et al. (2000) ont cartographié 9% de la surface d'Europe à moyenne résolution et montrent qu'au moins 30% de cette surface est constituée de zones chaotiques d'âges variables. L'identification des chaos anciens est en

autre fortement altérée par la résolution des images (Hoppa et al. 2001a). Ces unités ne seraient donc pas si récentes que cela et *Conamara* pourraient être une exception plutôt que la règle. En supposant que le reste de la surface résulte de l'ouverture des bandes et qu'une surface moyenne de matériel nouveau de 20000 km² se met en place au sein d'une bande, on peut préciser le temps d'ouverture moyen d'une bande. La figure 3.16 montre ce temps en fonction de la fraction chaotisée de la surface d'Europe. La limite inférieure de la zone grisée correspond à l'extrapolation des résultats de Riley et al. (2000) à la surface totale d'Europe et la limite supérieure à un renouvellement de la surface contrôlé à 50% par la chaotisation et à 50% par l'ouverture des bandes. Comme l'âge des zones chaotiques est revue à la hausse (Riley et al. 2000, Hoppa et al. 2001a), nous privilégions la limite supérieure de 10 Ma déterminée par Chapman et al. (1998) sur *Conamara Chaos*. Le temps moyen de formation d'une bande peut ainsi être estimé, en considérant ces paramètres, entre 328000 et 637000 ans, et les vitesses d'ouverture sont respectivement comprises entre 9 et 18 cm/an pour des déplacements de 60 km comparables à ceux qui sont enregistrés sur *Astypalaea Linea* (cercles blancs sur la figure 3.15).

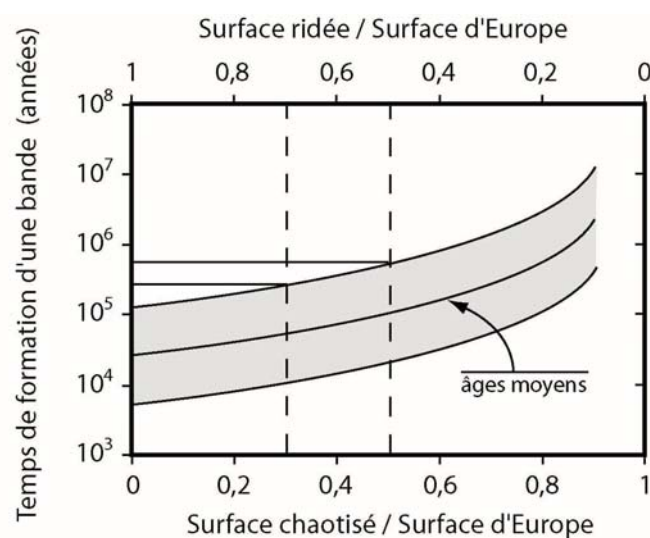


Figure 3.16

Les âges "absolus" définis sur *Conamara Chaos* (5 Ma \pm un facteur 5) et pour la totalité de la surface d'Europe (50 Ma \pm un facteur 5) permettent de déterminer le temps d'ouverture d'une bande sombre d'une surface de 20000 km² en fonction de la proportion de zones chaotiques sur Europe. Ce calcul suppose que le renouvellement de la surface est uniquement contrôlé par chaotisation et par ouverture des bandes sombres. La zone grisée correspond à la barre d'erreur sur les estimations des âges.

Ces résultats sont bien sûr très peu contraints et reposent sur un grand nombre d'incertitudes. L'âge moyen des unités considérées ici a une grande influence sur les temps d'ouverture comme le montre la taille de la zone grisée sur la figure 3.16. Mais l'erreur la plus importante

provient certainement de l'hypothèse de départ qui consiste à négliger la contribution au renouvellement de la surface des rides doubles, triples et autres structures linéaires. En effet, même si l'on n'y observe pas clairement la mise en place de croûte nouvelle, la quantité d'extension enregistrée le long de certaines rides est loin d'être négligeable et l'abondance de ces structures implique qu'elles participent fort probablement au renouvellement de la surface d'Europe. On ne peut malheureusement pas les prendre en compte directement dans ce calcul. Nous avons donc surestimé la quantité moyenne de surface néoformée au sein d'une bande à 20000 km² pour pallier au moins partiellement à ce problème (figure 3.16). Une autre inconnue de taille est la surface totale de zones chaotiques à l'échelle du satellite, mais ce problème restera insoluble tant que l'on ne disposera pas d'une couverture globale d'images de moyenne résolution.

4. Compensation de l'extension enregistrée : l'exemple d'*Astypalaea Linea*

Nous avons pu constater sur la figure 3.5 qu'une reconstruction générale et homogène de la mosaïque laisse des espaces et des décalages entre certaines structures préexistantes. Nous proposerons dans cette partie une reconstruction plus précise de l'état initial de la surface (avant la mise en place d'*Astypalaea Linea*) grâce à l'utilisation des structures préexistantes comme marqueurs de la déformation. La disparition de matériel en surface est ainsi mise en évidence et les processus à l'origine de cette résorption sont discutés à l'issue de cette partie.

4.1. Reconstruction de l'état initial (anté-*Astypalaea Linea*) : méthode et constat

Le retrait de la bande sur l'image définit une série de blocs comportant des marqueurs à l'est (E) comme à l'ouest (W). Une série de 34 marqueurs préexistants de part et d'autre de la bande (figure 3.17a) ont été décalés au cours de l'ouverture d'*Astypalaea*. Le rétablissement de la continuité de ces marqueurs permet une reconstruction assez précise de l'état antérieur à l'ouverture d'*Astypalaea*. Il apparaît que la reconstruction n'est pas immédiate (voir la figure 3.5). Comme le montre la figure 3.17b, l'amplitude du décrochement indiquée par ces différents marqueurs varie le long des segments en pull-apart (de 65 km entre 4E et 6W à 56 km entre 2E et 4W).

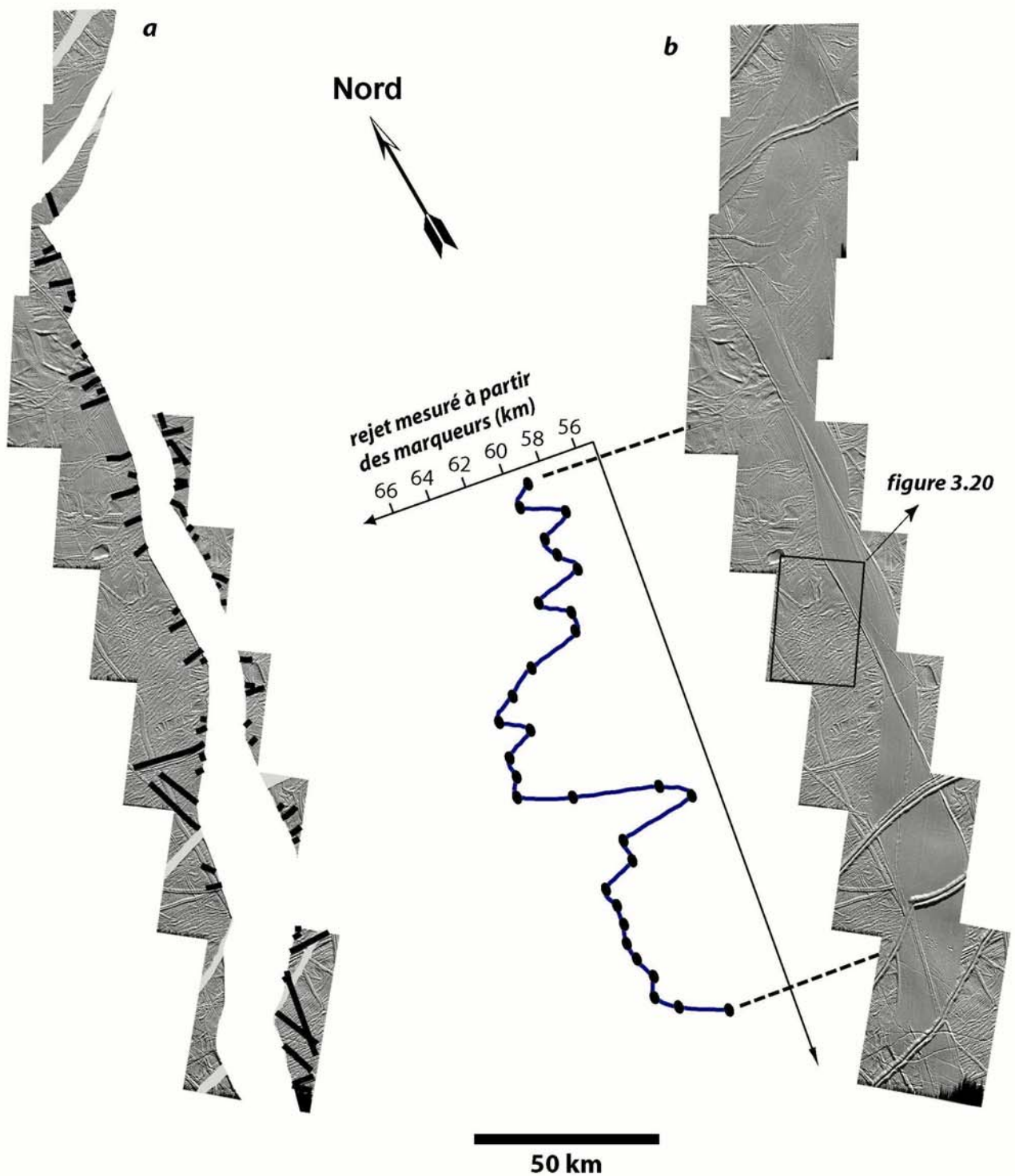


Figure 3.17

(a) Présentation des marqueurs utilisés pour reconstruire la surface initiale avant la mise en place d'Astypalaea Linea. La bande a été masquée, les flexi postérieures sont grisées et les marqueurs sont en noir. (b) Les rejets mesurés sur 30 paires de marqueurs (points noirs sur le graphe) montrent une variation inhomogène allant de 56 km à 65 km le long de la bande.

La figure 3.18 propose, à partir de la mosaïque corrigée, une reconstruction de l'état initial de la surface dans la région d'*Astypalaea* qui prend en compte ces variations de rejet.

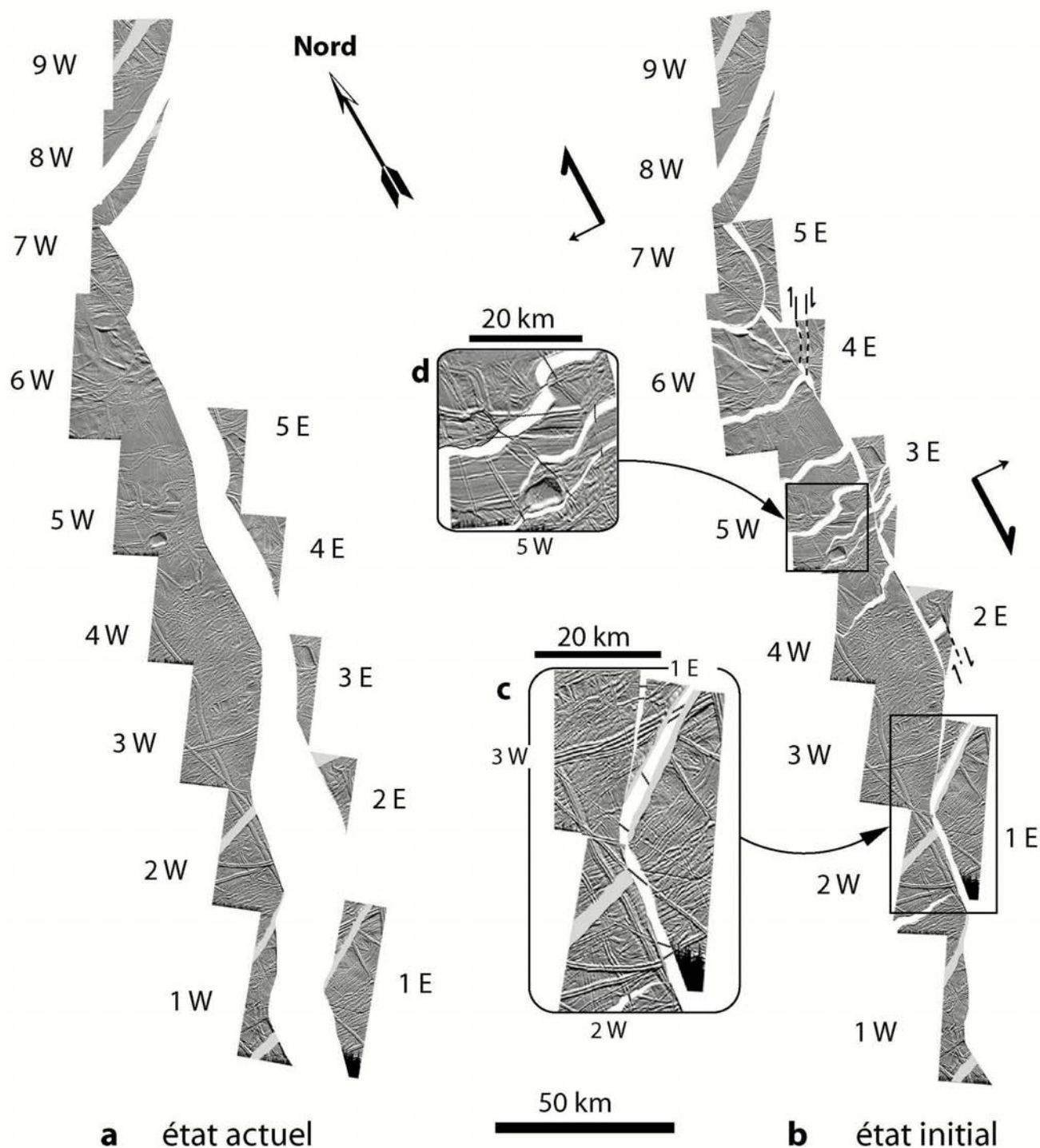


Figure 3.18

Comparaison entre la surface actuelle (a) et la surface initiale reconstituée de la région d'*Astypalaea Linea* (b). Les flexi récentes sont grisées. L'analyse des textures et l'agencement des marqueurs (illustré dans les encarts c et d) nécessitent la présence de lacunes qui mettent en évidence la disparition de surface au sein des anciennes plaines ridées.

Chaque image a été numérotée de 1 à 9 du sud vers le nord. La figure 3.19 montre que cette variation pourrait être expliquée aussi bien par de la divergence (création de nouvelle croûte) que par de la convergence (résorption de croûte ancienne) dans les compartiments en marge du décrochement.

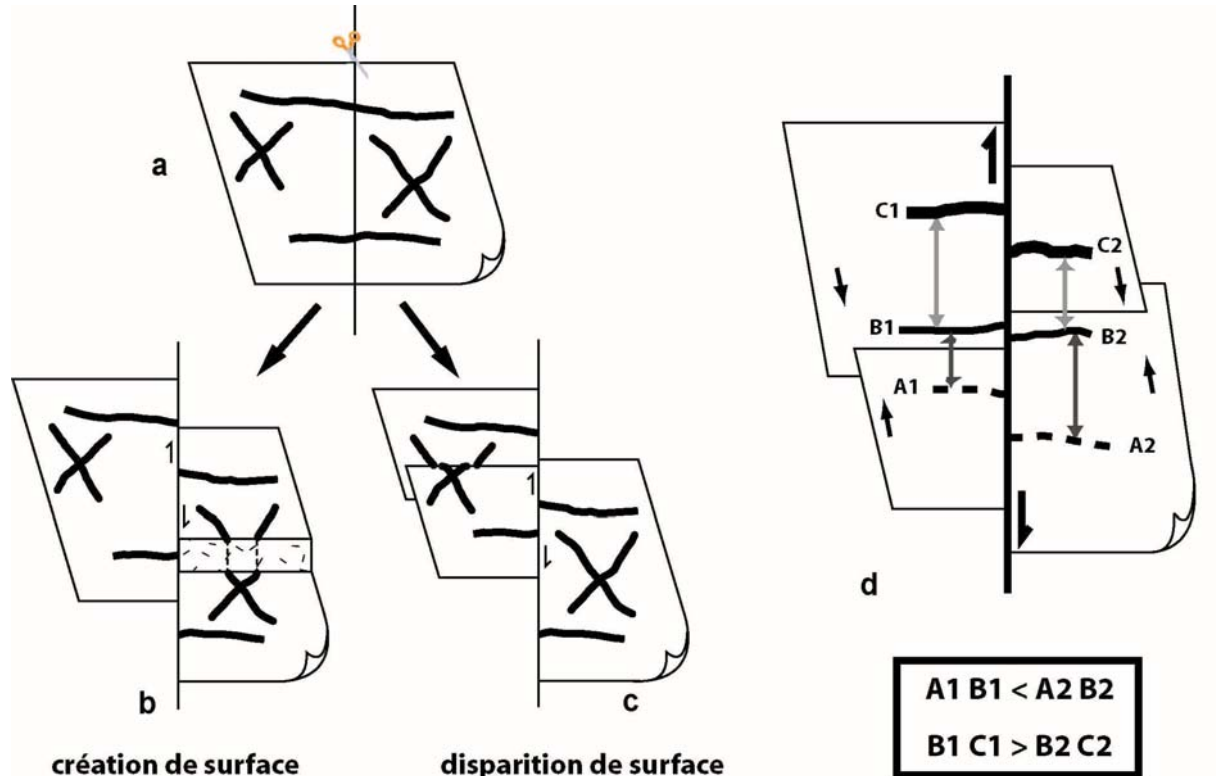


Figure 3.19

Schémas théoriques illustrant les effets d'une accommodation divergente (b) ou convergente (c) le long d'un cisaillement dextre. Un raccourcissement d'un côté ou de l'autre de la bande peut être détecté en mesurant le rejet des marqueurs selon le schéma (d).

Dans le cas d'une création de matériel nouveau, des textures striées de faible albédo typiques des zones en extension (Pappalardo et Sullivan 1996, Tufts 1999, Tufts et al. 1999, Tufts et al. 2000) et une géométrie particulière des marqueurs sont attendues (figure 3.19b). Dans le cas d'une disparition de matériel ancien, le décalage de certains marqueurs devrait être démonstratif (figure 3.19c). L'agencement des marqueurs dans le cas de la région d'*Astypalaea Linea* implique que seule la seconde possibilité est recevable. En effet, aucune croûte néoformée synchrone de l'ouverture n'est observable autour d'*Astypalaea* et, en plusieurs endroits (i.e. figure 3.18), des décalages de marqueurs du type de ceux de la figure 3.19c existent. La reconstruction d'ensemble présente donc des lacunes correspondant à de la

croûte résorbée pendant le fonctionnement d'*Astypalaea*. La déformation enregistrée à l'échelle de la mosaïque est de l'ordre de -9 à -10%.

Alors que la surface totale de matériel néoformé constituant les trois rhomboèdres d'*Astypalaea* représente environ 3720 km², la surface des lacunes sur la mosaïque atteint environ 402 km² soit 10,8% de la surface des rhomboèdres. Cet écart peut s'expliquer de deux façons. 1) Les images utilisées ici ne dévoilent que les marges proches d'*Astypalaea*, mais il n'est pas exclu que la disparition de croûte ait également lieu en dehors du secteur étudié, même si la résolution des images de contexte (figure 3.1a) ne permet pas de la détecter. 2) Notre évaluation apporte une limite inférieure au raccourcissement et une partie de la résorption est passée inaperçue ; c'est ce que nous nous proposons de démontrer maintenant.

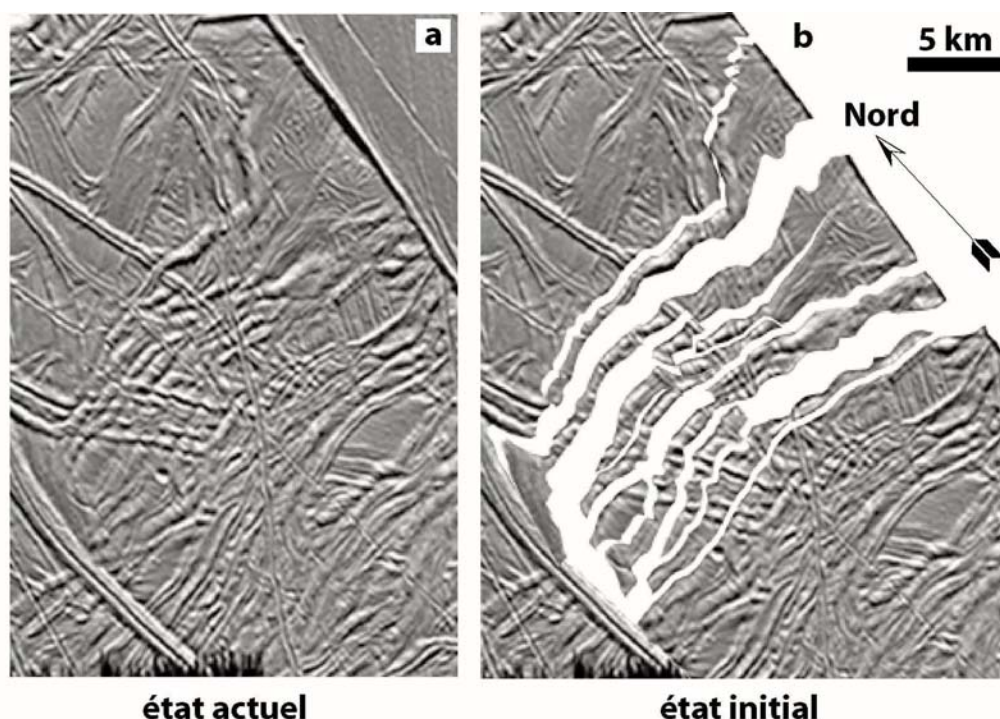


Figure 3.20

Reconstruction détaillée d'une zone délimitée sur la figure 3.17, illustrant le caractère faiblement localisé de la déformation compressive. Le raccourcissement calculé dans cette zone est de -50 à -55%.

La reconstruction de la figure 3.18 a été établie à partir de marqueurs importants répartis de façon homogène sur le polygone d'étude. Il existe cependant des petits secteurs très riches en marqueurs de second ordre. La figure 3.20a (localisée sur la figure 3.17b) en présente un exemple : un grand nombre de rides simples espacées d'environ 1 km, globalement perpendiculaires à la direction de la bande, décalent et déforment des rides antérieures. Une reconstruction de cette zone (figure 3.20b) souligne le caractère convergent de la déformation et montre là aussi de la disparition de croûte qui n'avait pas été prise en compte dans la

reconstruction régionale. L'utilisation de marqueurs de second ordre met en évidence une disparition de croûte supplémentaire pouvant localement aboutir à un raccourcissement de -50 à -55 %.

Si la création de croûte impliquée lors du déplacement de blocs crustaux plus anciens est un phénomène reconnu sur Europe, nos résultats mettent en évidence un important processus de recyclage de la croûte, tout au moins de la surface d'Europe. La répartition très faiblement localisée des zones en convergence reste toutefois un obstacle majeur à leur identification et à leur quantification.

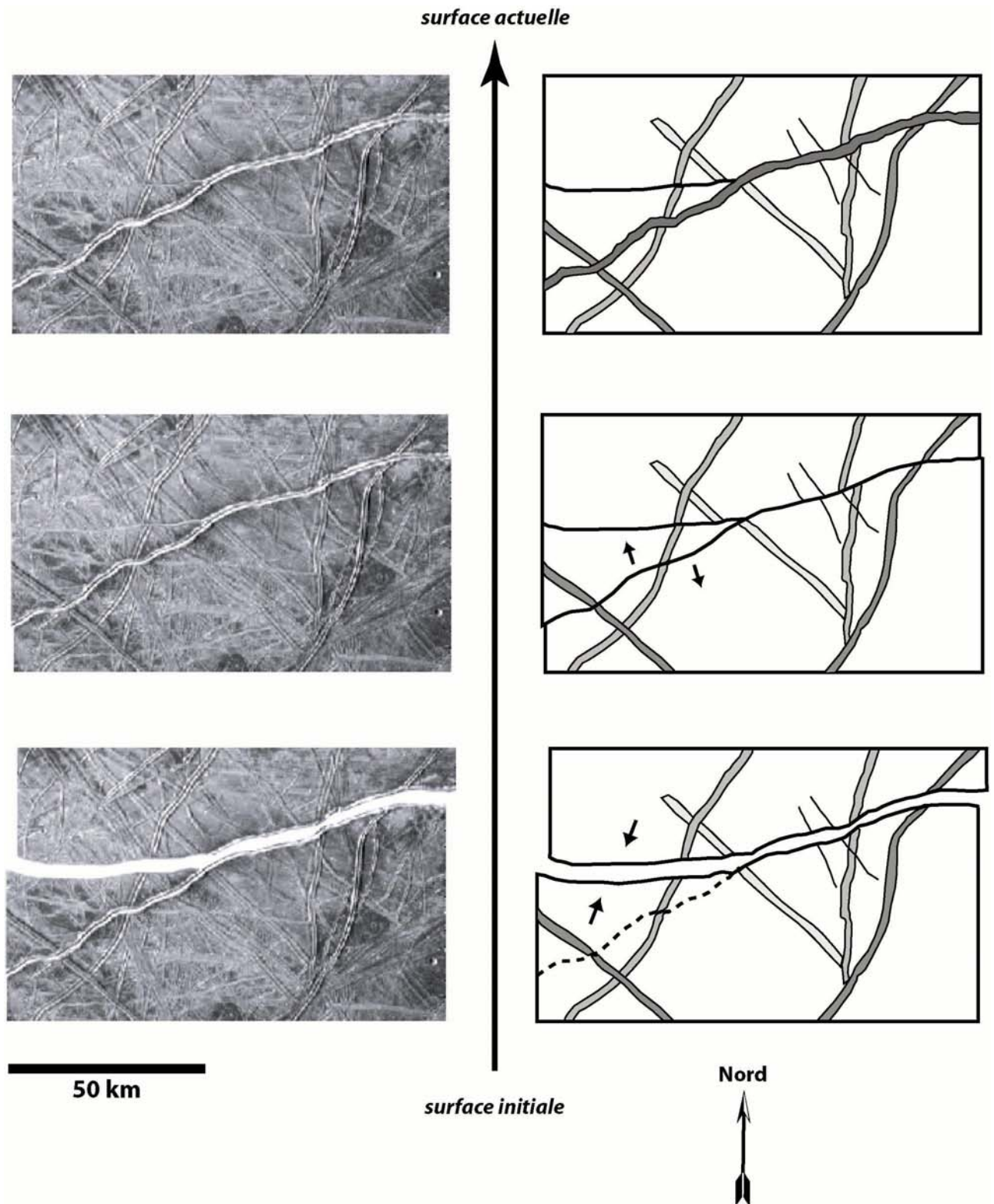
4.2. Discussion et conclusions

4.2.1. Les mécanismes de la résorption crustale

La disparition de croûte mise en évidence précédemment suggère un contexte compressif N-S. Ceci pourrait paraître incompatible avec la composante extensive d'*Astypalaea*, mais rappelons que différents auteurs (Hoppa et al. 1999c, Prockter et Pappalardo 2000) ont indépendamment montré l'existence d'une phase compressive importante pendant le fonctionnement de la bande.

Le raccourcissement mis en évidence sur les images disponibles ne compense pas intégralement l'extension observée sur *Astypalaea*. Or, les zones d'acquisitions ont été focalisées sur des structures majeures visibles, telles *Astypalaea Linea*. Ces images ne sont donc pas un bon échantillonnage de la surface d'Europe et l'on peut penser que la disparition de croûte se produit massivement en dehors du secteur étudié.

La figure 3.21 illustre la découverte de disparition de croûte dans une autre région d'Europe, à proximité des bandes cunéiformes du point antijovien. La zone de suture supposée n'est plus très visible malgré une résolution relativement bonne des images ($\sim 270 \text{ m.pixel}^{-1}$). De plus, la partie orientale de la fracture a manifestement joué en extension pour former une double ride. Cet autre exemple montre que les structures impliquées dans la disparition de croûte ne sont pas topographiquement bien marquées et que l'importante activité tectonique à laquelle est soumise la croûte de glace tend à masquer les structures compressives. D'autre part, la morphologie de cette « suture » est très différente de celle qui caractérise les structures compressives en bordure de la bande (i.e. figure 3.20). Cette différence pourrait traduire l'existence de plusieurs processus responsables de la résorption de surface.

**Figure 3.21**

Reconstruction de la surface initiale d'une zone de la région des bandes autour du point antiochien à 270 m/pixel acquise lors de l'orbite E14 et centrée à environ 18°S et 170°W. La disparition de croûte est ici aussi nécessaire pour expliquer le jeu des rides préexistantes observé. La ligne de suture est dans ce cas relativement bien marquée mais est en partie masquée à l'est par l'apparition d'une double ride. Ce genre de processus peut contribuer à rendre difficile la distinction des zones de convergence sur Europe.

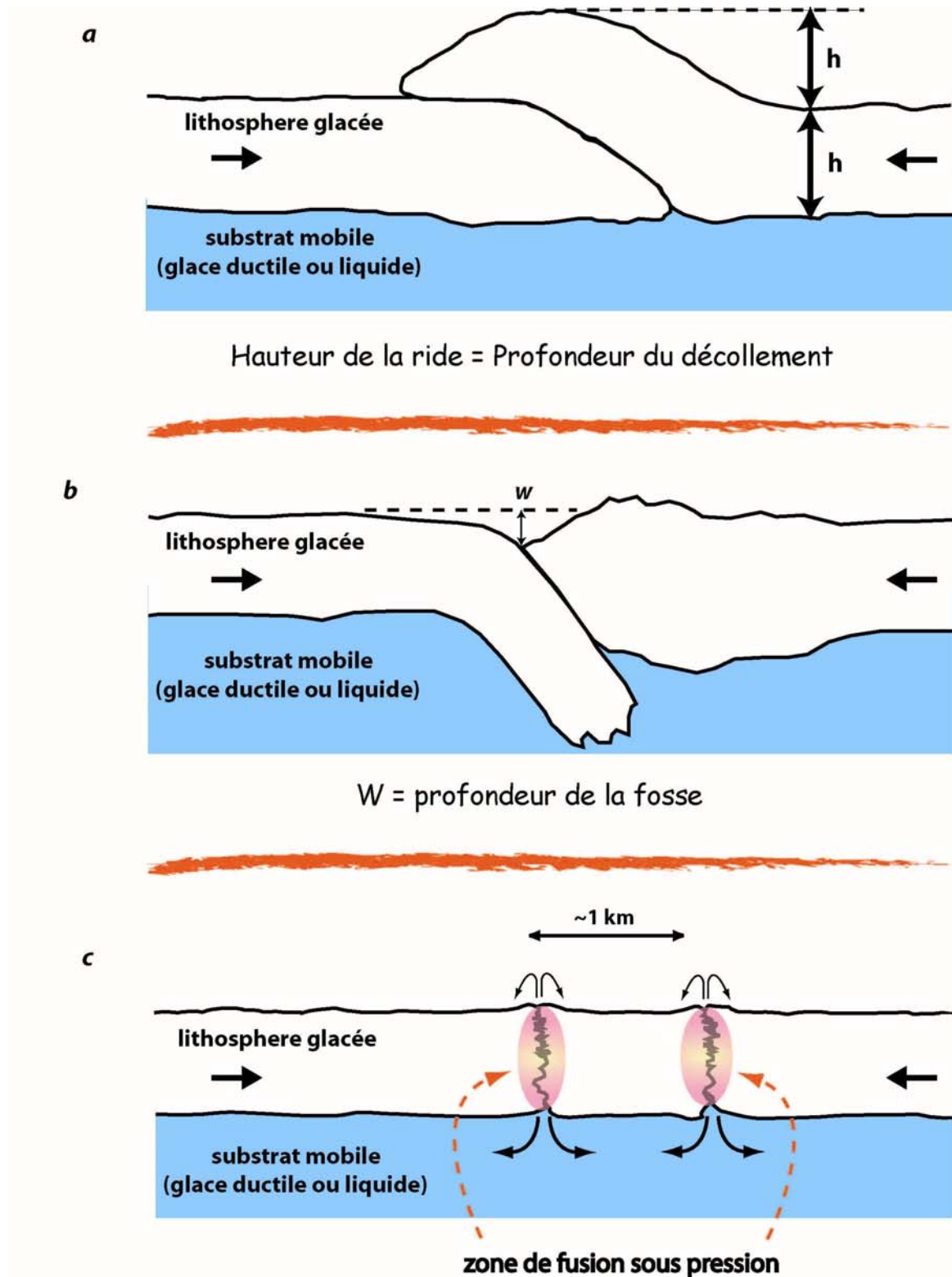


Figure 3.22

Différentes hypothèses pour recycler la croûte. (a) Dans le cas des mécanismes plis de rampe, on doit s'attendre à ce que la hauteur de la ride soit équivalente à la profondeur de décollement. De plus, aucune morphologie similaire à celle des plis de rampe terrestres n'est observée à proximité d'Astypalaea Linea. (b) La subduction de croûte devrait produire quant-à elle des reliefs importants (fosse). (c) Des mécanismes de fusion locale sous pression seraient davantage compatibles avec les observations, mais semblent difficiles d'un point de vue thermique.

Plusieurs mécanismes pourraient expliquer cette disparition. Sur Terre, le recyclage de la croûte océanique fait intervenir des structures de grande échelle que sont les zones de subduction et leurs fosses associées. Toutefois, l'absence de reliefs significatifs sur Europe et la grande rigidité de la glace induite par les faibles températures de surface rendent improbable l'existence de ce type de structure (avec une variation du relief < 1 km, Europe est le corps le plus lisse du système solaire). La formation de plis de rampe implique des morphologies en palier non observées en périphérie de la bande et supposent des profondeurs de décollement très faibles. Ces structures semblent par conséquent improbables pour expliquer la résorption enregistrée ici (figure 3.22). En revanche, un mécanisme de fusion sous contraintes pourrait convenir, mais un tel phénomène est-il physiquement possible ? La fusion est contrôlée par la température, par la pression, et enfin par la nature et la concentration des composés présents dans la glace.

4.2.2. Evaluation des conditions nécessaires à la fusion de la croûte superficielle d'Europe

Les conditions de température les plus défavorables à la fusion sont celles de la surface (~ 100 K en moyenne à la latitude d'*Astypalaea* (Spencer et al. 1999). A cet endroit, la pression « lithostatique », directement proportionnelle à la profondeur, est nulle et seules les contraintes tectoniques restent totalement inconnues. En dépit de cette incertitude, il apparaît que la fusion de l'eau pure est impossible en dessous de 250 K (figure 3.23) (Chizhov et al. 1993). La prise en compte des composés en mélange avec la glace est donc fondamentale. Le spectromètre infrarouge embarqué à bord de *Galileo* (NIMS, Near-Infrared Mapping Spectrometer) indique la présence d'hydrates de magnésium ($\text{MgSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$), de sodium ($\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) (McCord et al. 1998, 2001) ou d'acide sulfurique ($\text{H}_2\text{SO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) (Carlson et al. 1999). L'adjonction de ce genre de composés décale le liquidus de la glace vers des températures plus faibles, mais aucun d'eux ne lui permet d'atteindre les 100 K régnant en surface (Carlson et al. 1999, Grasset et al. 2001, Hogenboom et al. 1995, Hogenboom et al. 2001, Kargel et al. 2001, Zeleznik 1991). Le composé le plus efficace pour abaisser le niveau de température nécessaire à la fusion demeure l'ammoniac. Même si le NIMS n'en a pas observé, les modèles thermodynamiques de formation des satellites de glace (Lunine et Stevenson 1982, Mousis et al. 2001, Prinn et Fegley 1981) envisagent systématiquement la présence d'ammoniac en profondeur. L'évolution du liquidus en fonction de la proportion massique d'ammoniac en mélange montre qu'une composition à l'eutectique (32,1% de NH_3 , figure 3.23) permet, sous certaines conditions de pression, la fusion à ~ 177 K

(Grasset et al. 1995, Hogenboom et al. 1997). Nous sommes donc encore très loin de la fusion à 100 K. Il ressort de ce bilan que même en ayant recours à des hypothèses adéquates sur la chimie et les pressions tectoniques exercées dans la croûte, la fusion est difficile à atteindre, à moins de faire appel à une source supplémentaire de chaleur.

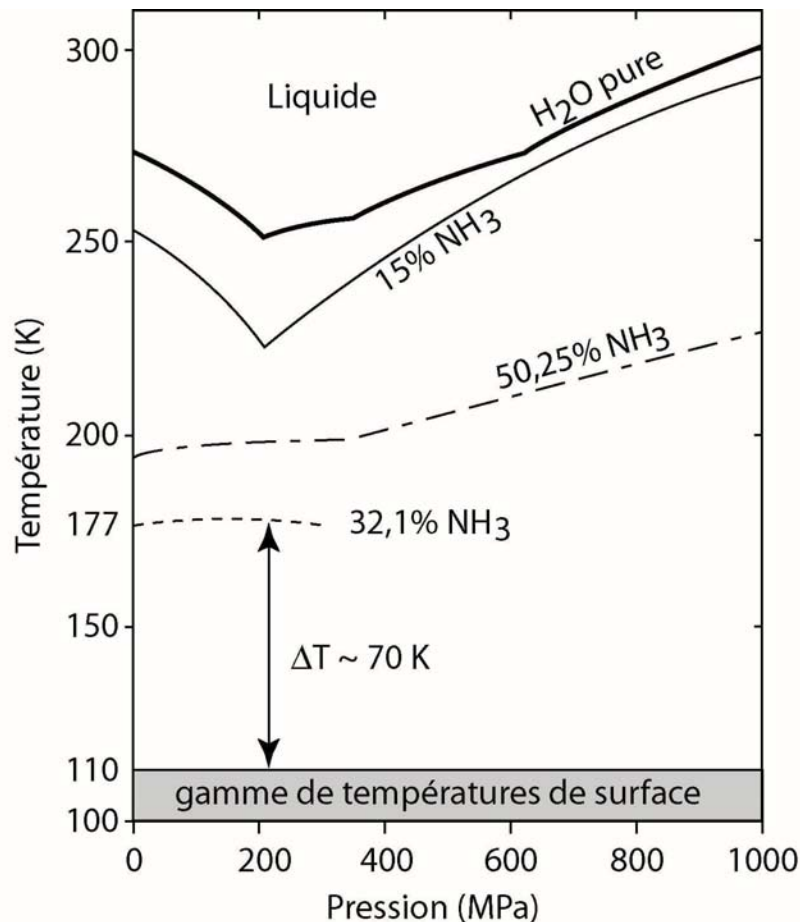


Figure 3.23

Diagramme de phase de l'eau pure comparé à celui d'un système binaire H_2O-NH_3 . Les courbes (P-T) représentent le liquidus de ce système pour des compositions massiques d'ammoniac variables [H_2O pure (Chizhov 1993), 15% (Grasset et al. 1995), 32,1% et 50,25% de NH_3 (Hogenboom et al. 1997)].

Astypalaea, au niveau de laquelle du matériel chaud et profond remonte pour engendrer de la croûte néoformée, doit être le siège d'une anomalie thermique positive. Une autre hypothèse serait que les mouvements induits par les effets de marée génèrent des frictions capables de dissiper de la chaleur. Ces deux processus pourraient agir de concert et favoriser la fusion sous contraintes à faible profondeur. Le liquide produit, probablement enrichi en hydrates, est plus dense que la glace. Une partie pourrait néanmoins remonter sous pression au rythme des variations diurnes du champ de contrainte engendrées par les marées. Les bourrelets frangeant

les rides en compression (i.e. figure 3.20) résulteraient ainsi de l'accumulation des résidus non sublimés au contact de la surface. Malheureusement, aucune donnée spectrale de résolution suffisamment élevée ne permet de corréler la composition de surface avec les structures de la région d'*Astypalaea*. Le problème du mécanisme physique reste donc ouvert.

4.2.3. Conclusions

En résumé, les reconstructions réalisées ici montrent que le matériel nouveau mis en place au sein d'*Astypalaea Linea* est en partie compensé par une disparition faiblement localisée de croûte dans les plaines ridées périphériques. D'une part, nous pensons que ce processus peut être beaucoup plus efficace et géographiquement plus étendu que ce que nous avons démontré et qu'il compense une grande partie sinon la totalité de la création de croûte enregistrée à la surface d'Europe. Bien que les mécanismes physiques n'en soient pas très clairs, la fusion sous contraintes semble être le meilleur candidat, mais une source de chaleur supplémentaire est nécessaire. D'autre part, la reconstruction d'un secteur proche des bandes sombres cunéiformes de la région du point antijovien montre que des structures linéaires, plus étendues que les rides simples en bordure d'*Astypalaea Linea*, sont également impliquées dans la résorption de surfaces. Cette divergence morphologique pourrait traduire une variation des processus de renouvellement « tectonique » de la croûte auxquels s'ajoute le renouvellement « *in situ* » produit par chaotisation.

5. Géométrie des pull-aparts

5.1. Introduction

Les structures linéaires les plus larges présentent parfois des surfaces géométriques sombres et généralement striées à haute résolution dont la forme rhomboédrique rappelle celle des pull-aparts terrestres. Nous avons vu que dans le cas d'*Astypalaea Linea*, des structures de ce genre existaient et que le décalage des marqueurs de part et d'autre de la bande indiquait effectivement un mouvement décro-extensif dextre compatible avec la formation de pull-aparts. L'objet de cette partie est de confronter la géométrie mesurée des pull-aparts d'Europe avec celle des pull-aparts terrestres. Nous verrons que ce type d'analyse géométrique comparée, menée ici sur deux structures majeures de la surface d'Europe, permet d'obtenir

des informations qualitatives relatives aux mécanismes de croissance des pull-aparts sur Europe. Enfin, nous terminerons par une discussion à propos des facteurs susceptibles d'impliquer des différences ou des points communs entre les pull-aparts terrestres et ceux d'Europe.

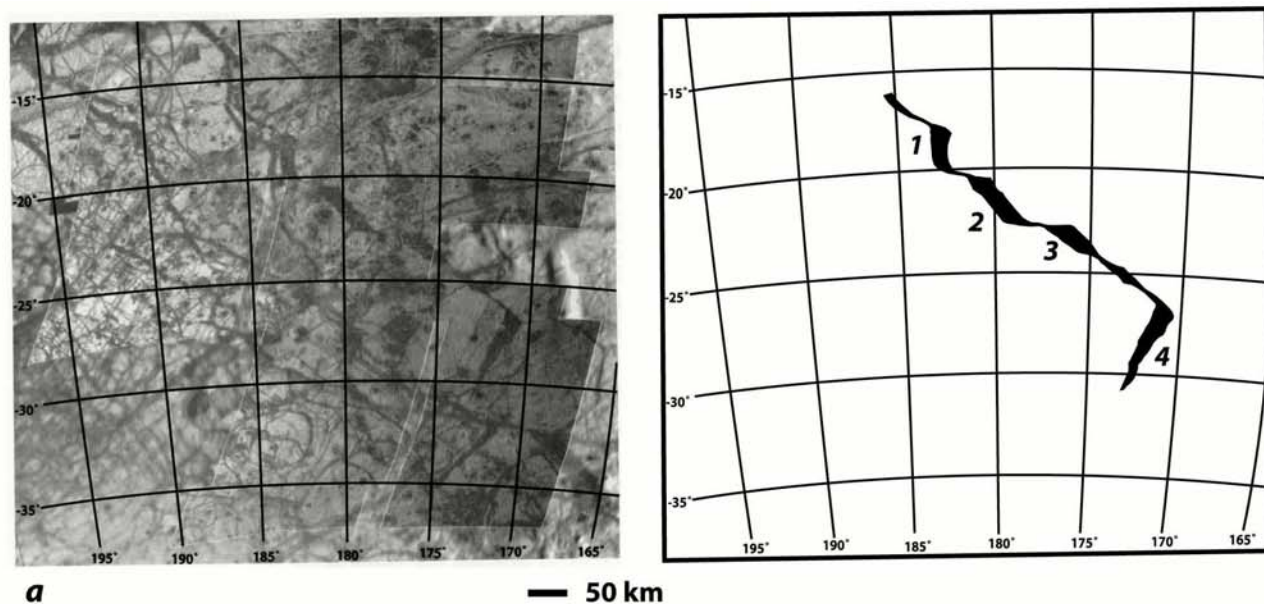
5.2. Présentation des pull-aparts et mesures

Nous avons sélectionné deux bandes majeures de la surface d'Europe qui présentent toutes deux des segments sombres en pull-apart (voir la section 3.2). La première est l'une des principales bandes de la région antijovienne (notée BAJ par la suite) imagée à 233 m/pixel en moyenne lors de l'orbite E14 et sur laquelle on distingue nettement 3 rhomboèdres et un segment terminal triangulaire au sud reliés entre eux par d'étroites portions linéaires indiquant un cisaillement dextre de 40 km au maximum (figure 3.24a). La seconde n'est autre qu'*Astypalaea Linea* et ses 3 segments alignés du nord au sud prolongés vers le nord par *Cyclades Macula* (figure 3.24b, voir la section 3.2).

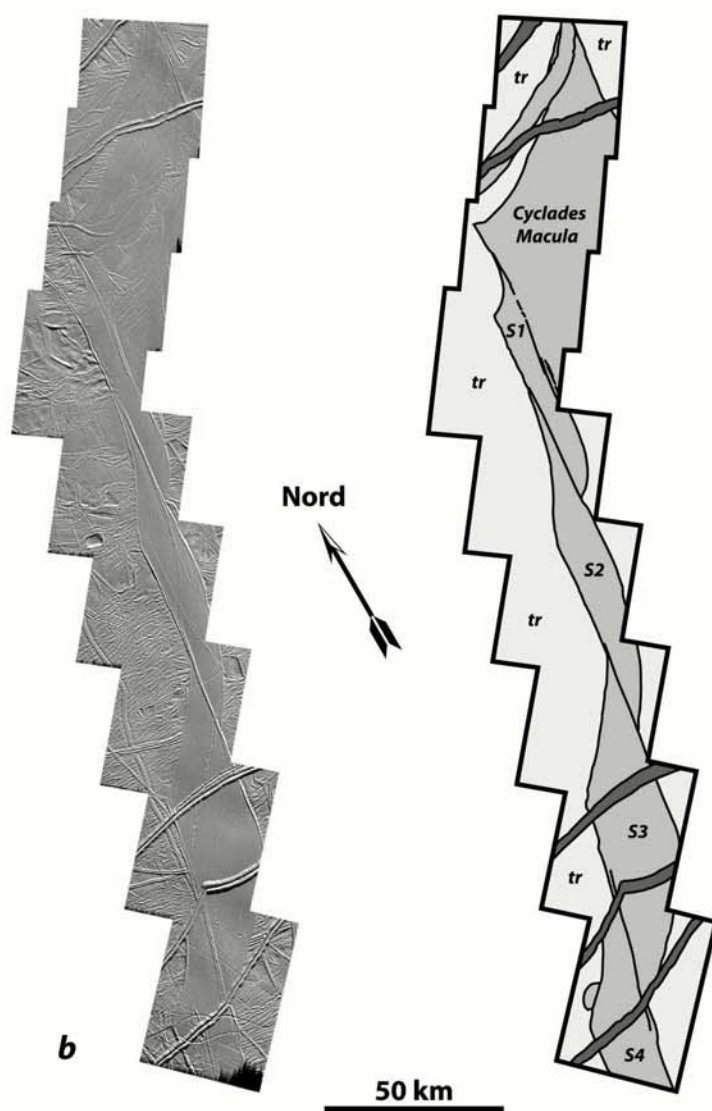
Nous avons mesuré une série de distances et d'angles caractéristiques dans ces différents pull-aparts afin de les confronter à des mesures identiques relevées sur des pull-aparts terrestres. Les distances mesurées sont définies sur la figure 3.25 par rapport à l'orientation du cisaillement principal. Les mesures effectuées sur les deux structures ont été reportées dans la table 3.2. Les rapports D/S (longueur totale d'un pull-apart selon la direction parallèle au cisaillement / séparation des segments décrochants bordant le pull-apart) ont été calculés selon deux méthodes différentes. Le premier (D/S_1) résulte tout simplement du rapport des mesures directes de D et de S. Le second (D/S_2) est déduit de la mesure des angles α et β entre la bordure cisailante et la limite divergente du bassin en pull-apart (figure 3.25) selon la relation trigonométrique suivante (Basile et Brun 1999) :

$$\frac{D}{S} = \frac{1}{\tan \alpha} + \frac{1}{\tan \beta} \quad (\text{éq.3.2})$$

L'erreur sur la mesure des distances est de l'ordre d'un pixel soit la résolution des images (± 230 m pour les mesures sur BAJ et ± 50 m sur *Astypalaea Linea*). L'incertitude sur les angles est difficile à déterminer, mais on peut en avoir une confiance assez bonne du fait que la projection orthographique utilisée respecte, *a priori*, les angles en plan. Nous avons donc comparé les rapports D/S_1 et D/S_2 d'une part pour ces raisons, et d'autre part pour rendre compte de la forme arquée des bordures divergentes de certains pull-aparts.

**a**

— 50 km

**b**

50 km

Légende

	flexi
	Astypalaea Linea Cyclades Macula
	terrains ridés anciens

Figure 3.24

Présentation des deux structures utilisées pour l'analyse des bassins en pull-apart d'Europe. (a) La bande principale localisée dans la région proche du point antijovien. La structure étudiée comporte 4 grands segments en pull-apart numérotés de 1 à 4 sur la carte de droite. (b) Astypalaea Linea, possède 3 segments quasi entiers en pull-apart numérotés de S1 à S3 et un rhomboèdre plus large au nord, Cyclades Macula. La mesure des distances caractéristiques a été réalisée sur ces segments. Le segment S4 trop incomplet, plus au sud, a été mis à l'écart.

En effet, on observe très clairement sur *Astypalaea Linea* (figure 3.24) que les terminaisons ont parfois tendance à se paralléliser à la direction du cisaillement principal. Dès lors, les limites « géométriques » des pull-aparts et donc les mesures des distances D peuvent être faussées. De même, les angles α et β peuvent varier. De telles extrémités sont visibles notamment sur les pull-aparts S1 et S2 d'*Astypalaea Linea*.

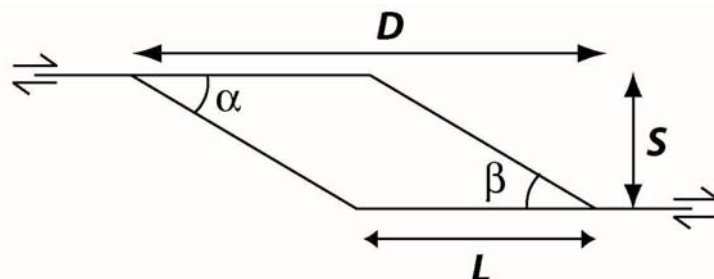


Figure 3.25

Distances caractéristiques décrivant la géométrie des pull-aparts. Ces distances ont été mesurées sur les segments sombres en pull-apart des deux bandes choisies sur Europe. Les rapports D/S directement mesurés ou déduits des angles α et β sont reportés sur la figure 3.26 et confrontés aux rapports mesurés sur les bassins terrestres.

BAJ	D (km)	S (km)	$(D/S)_1$	α (degrés)	β (degrés)	$(D/S)_2$
1	29,2	58,3	0,5	60	70	0,9
2	104,2	62,5	1,7	45	45	2,0
3	87,5	50,0	1,8	40	30	2,9
4	29,2	112,5	0,3	-	-	-
moyenne			1,0			2,0

Astypalaea	D (km)	S (km)	$(D/S)_1$	α (degrés)	β (degrés)	$(D/S)_2$
S1	80	7	11,4	20	20	5,5
S2	111	13	8,5	15	15	7,5
S3	105	24	4,4	30	30	3,5
Cyclades	95	55	1,7	50	50	1,7
moyenne			6,5			4,5

Table 3.2 Mesures des distances caractéristiques D et S sur les segments sombres en pull-apart de BAJ présentée à la figure 3.24a et sur *Astypalaea Linea*. Les rapports D/S ont été calculés selon deux méthodes différentes (équation 3.2 pour D/S_2). Le rapport D/S_2 n'a pas pu être calculé sur le segment 4 de BAJ car sa géométrie triangulaire ne permet pas la détermination des angles α et β .

Les mesures déduites sont représentées sur un diagramme Log(D)-Log(S) (figure 3.26). Les valeurs mesurées directement (points) et celles déduites par le biais des angles α et β (droites) diffèrent parfois du simple au double (e.g. pour BAJ 1 et S1 sur *Astypalaea*). Le décalage entre les nuages grisés et les droites correspondantes marque bien cette différence entre les rapports D/S_1 et D/S_2 . Nous utiliserons néanmoins les rapports D/S_1 par la suite, tout en gardant à l'esprit les valeurs plus faibles des rapports D/S_2 . Les deux jeux de données (BAJ et *Astypalaea Linea* représentés par les nuages grisés) sont également décalés et ne donnent globalement pas les mêmes rapports ($1 < (D/S)_{\text{moy}}$ sur BAJ < 2 et $4,5 < (D/S)_{\text{moy}}$ sur *Astypalaea Linea* $< 6,5$). Cette divergence majeure traduit l'expression de processus différents impliqués lors de l'ouverture de ces deux structures. Une comparaison des rapports obtenus sur Europe avec des rapports terrestres va permettre, dans les paragraphes suivants, d'une part de vérifier s'il existe une relation géométrique indépendante de la gravité, du matériau ou des processus tectoniques et, d'autre part, de discuter des mécanismes d'ouverture des bandes étudiées sur Europe.

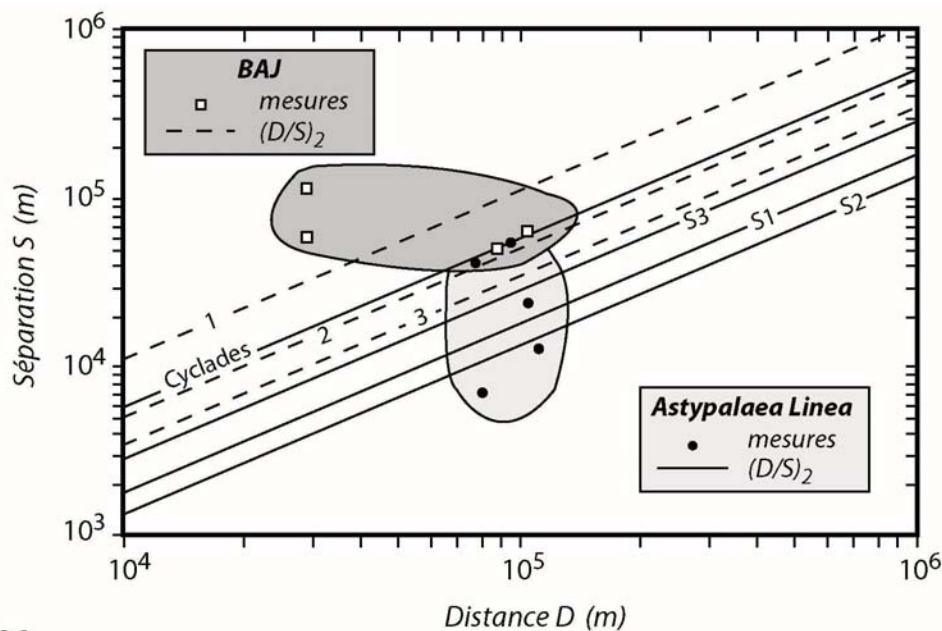
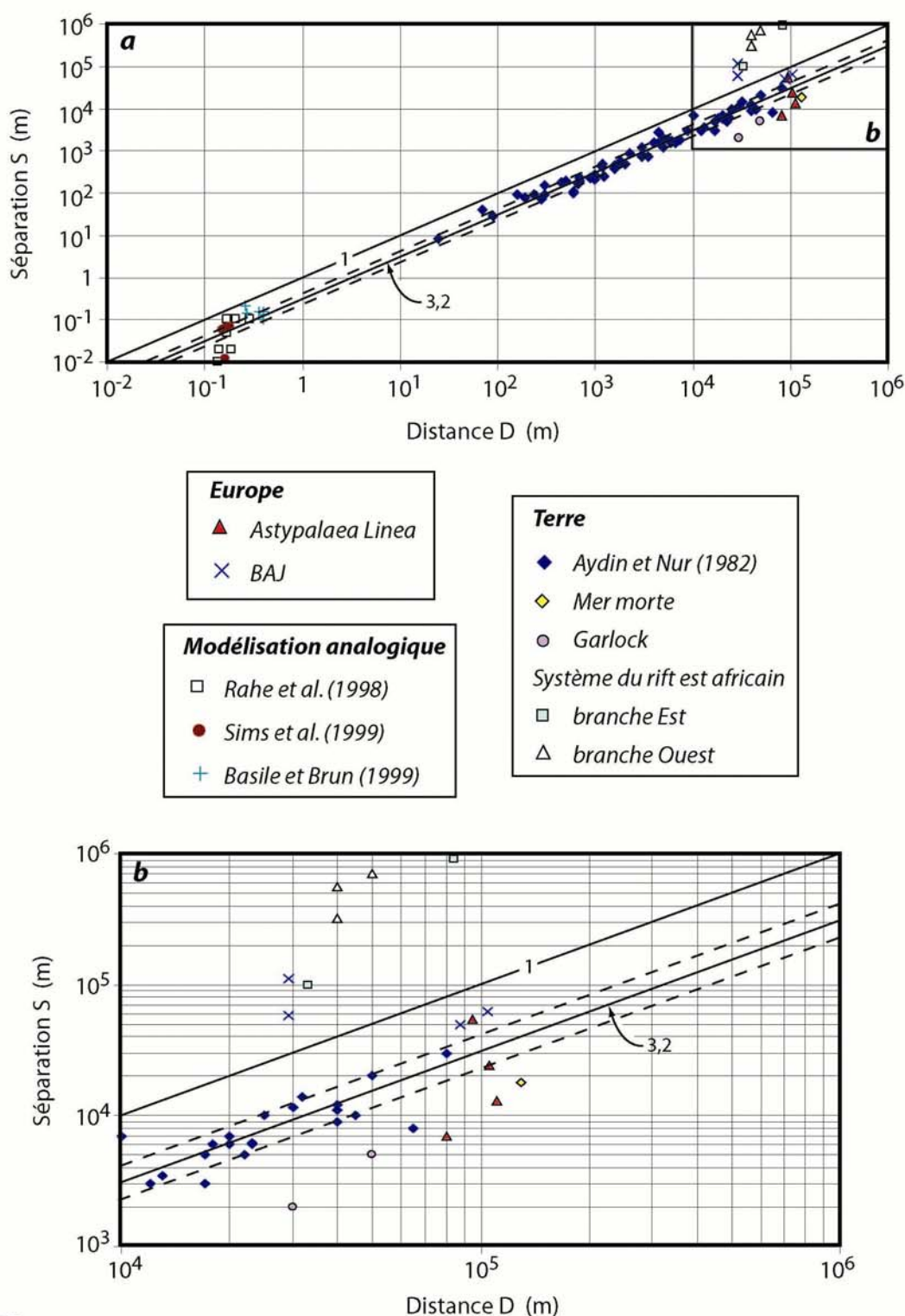


Figure 3.26

Mesures des distances caractéristiques des pull-aparts identifiés sur BAJ (bande sombre de la région antijovienne) et sur *Astypalaea Linea* représentées sur un diagramme Log-Log. Chaque point correspond à la mesure directe des distances définies sur la figure 3.25. Les droites correspondent aux rapports D/S déterminés selon l'équation 3.2, grâce à la mesure des angles α et β sur BAJ (en pointillés) et sur *Astypalaea Linea* (traits pleins). On constate des différences assez importantes entre les 2 jeux de données (nuages grisés) et entre les méthodes de détermination des rapports. L'origine de ces différences est précisée dans le texte.

**Figure 3.27**

Comparaison des géométries de bassins terrestres avec les mesures réalisées sur Europe. Les droites représentent des isocontours du rapport D/S . Les droites en pointillés marquent l'intervalle de confiance à 95% défini pour le jeu de données de pull-aparts terrestres de Aydin et Nur (1982) autour d'une valeur moyenne de $D/S = 3,2$. On constate que les mesures obtenues sur Europe sont exclues de cet intervalle. La géométrie des pull-aparts sur BAJ donne des rapports D/S intermédiaires entre ceux des bassins du rift est africain et ceux d'Aydin et Nur. Au contraire, les rapports D/S sur Astypalaea sont plus proches des rapports déterminés le long de systèmes franchement décrochants (faille de Garlock associée au système de San Andreas ou bassin de la mer Morte).

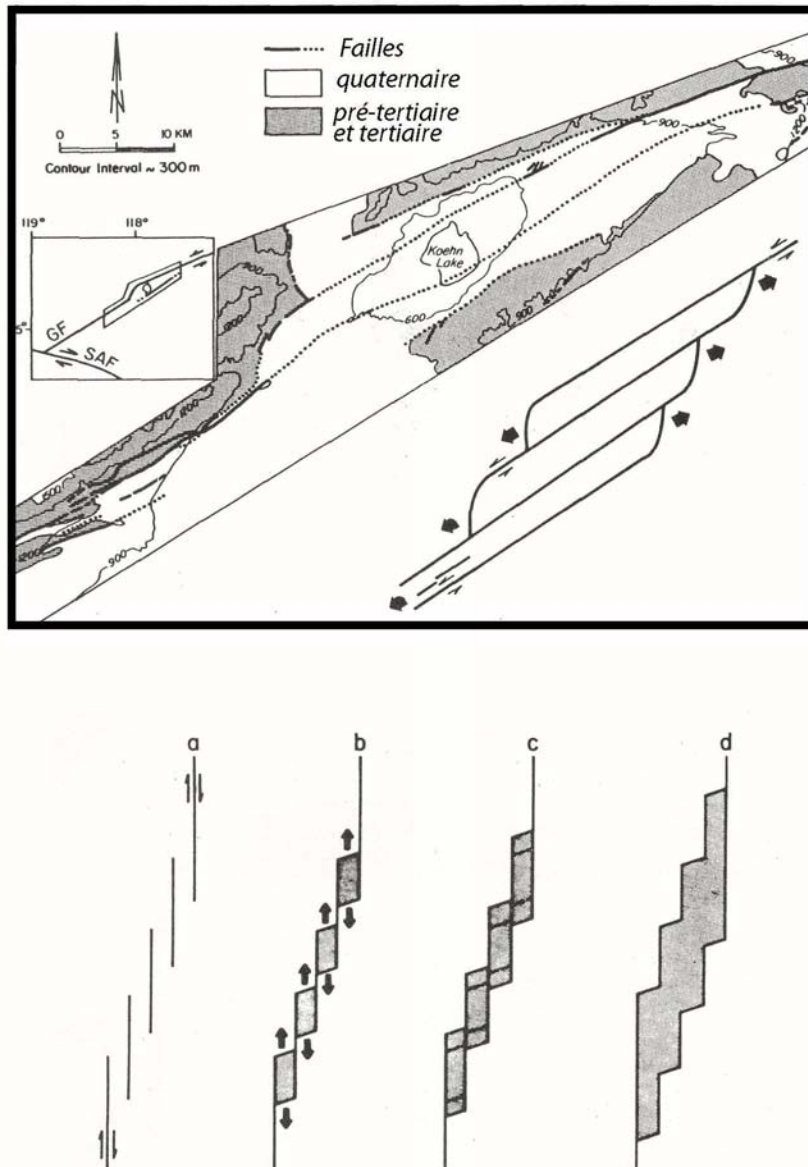
5.3. Comparaison avec les données terrestres

A partir d'une synthèse des dimensions de 69 bassins en pull-apart terrestres, Nur et Aydin (1982) proposent une loi reliant la longueur des bassins (D) à leur largeur (S) (figure 3.25). Cette loi donne, pour un intervalle de confiance de 95%, un ratio D/S compris entre 2,4 et 4,3 avec une valeur moyenne de 3,2. Elle résulte de mesures sur des objets naturels et est valable pour des distances assez grandes (>100 m). Des modèles analogiques montrent que l'on retrouve cette valeur du ratio D/S pour des dimensions plus réduites (Rahe et al. 1998, Sims et al. 1999, Basile et Brun 1999). Nous avons donc reporté nos mesures D/S_1 relevées sur Europe sur un même graphe afin de vérifier si la géométrie reste identique malgré les différences entre les matériaux, les processus tectoniques et la gravité. La figure 3.27 montre que les rapports D/S des pull-aparts d'Europe sont sensiblement différents de ceux mesurés sur Terre. Pour certains rhomboèdres, les rapports D/S sont tout de même assez proches de l'intervalle de confiance à 95% défini par Aydin et Nur (1982).

5.4. Discussion et conclusions

5.4.1. Astypalaea Linea

Astypalaea Linea résulte d'une succession de bassins en pull-apart dont le rapport D/S_1 est élevé et comparable à celui du bassin de la mer Morte ou encore des bassins localisés le long de la faille de Garlock (7,2 pour le bassin de la mer Morte contre une moyenne de 8,1 pour les trois segments d'*Astypalaea* et de 6,5 si l'on prend en compte *Cyclades Macula*). D'un point de vue morphologique on retrouve des géométries proches de l'agencement des bassins situés le long de la faille de Garlock (Californie). Cette disposition des bassins a été interprétée selon Aydin et Nur (1982) comme résultant de bassins en pull-apart initialement indépendants les uns des autres et situés entre les segments de faille d'un système décrochant en échelon (figure 3.28). Au fil de la croissance des failles, les pull-aparts s'agrandissent et finissent par se connecter les uns aux autres. De la même manière, on peut imaginer, dans le cas d'*Astypalaea Linea*, une coalescence de différents segments en pull-apart situés dans un système de décrochements agencés en échelon. Cette interprétation est étayée par le fait que les rapports D/S mesurés sur deux « sous bassins » du secteur de Koehn Lake atteignent des valeurs élevées et même supérieures ($D/S \sim 10$ et 15) à celles des segments d'*Astypalaea Linea* (voir la figure 3.27).

**Figure 3.28**

Carte du bassin du lac Koehn le long de la faille de Garlock (SE de la Californie). Le jeu du système de faille a permis la coalescence de plusieurs bassins en pull-apart au cours du temps selon le mécanisme décrit dans le modèle proposée par Aydin et Nur (1982). Les rapports D/S mesurés sur chaque pull-apart interconnecté sont largement supérieurs à la valeur probable de 3,2 définie par ces mêmes auteurs, et sont parfois même supérieurs à ceux qui ont été mesurés sur Astypalaea Linea. Cette constatation implique que l'évolution d'Astypalaea Linea pourrait être similaire à celle des bassins de la région du lac Koehn. GF = Faille de Garlock, SAF = Faille de San Andreas (d'après Aydin et Nur, 1982).

Une autre hypothèse a toutefois été envisagée par Basile et Brun (1999) à partir de la géométrie du bassin de la mer Morte. Le rapport D/S élevé du bassin révèle selon eux un mécanisme d'ouverture progressif par migration d'une bordure divergente en réponse à la

propagation d'une des bordures transformantes et à l'inactivation de l'autre bordure transformante. L'âge des dépôts sédimentaires et la présence de multiples détachements au sein du bassin atteste de ce type de mécanisme dans le cas du bassin de la mer Morte. Ils ont donc montré qu'un découpage en trois « sous bassins » ramenait les valeurs du rapport D/S dans l'intervalle de confiance défini par Aydin et Nur (1982). Si ce genre de processus est valable dans le cas du bassin de la mer Morte, il ne l'est probablement pas dans le cas d'*Astypalaea Linea*. Nous avons vu précédemment que la croissance des segments S1 à S4 s'était effectuée de part et d'autre d'une fracture centrale matérialisée par un système de double strie et que l'accrétion de matériel néoformé avait accommodé ou favorisé le déplacement. Nous privilégions ainsi, dans le cas d'*Astypalaea Linea*, le modèle d'ouverture et de coalescence proposé par Aydin et Nur (1982).

5.4.2. Bande de la région AntiJovienne (BAJ)

Les rapports D/S calculés sur BAJ sont, à l'inverse, plus petits (une moyenne arithmétique de 1,3 sur 3 segments et de 1 si l'on prend en compte le segment triangulaire n°4). Les segments n°1 et 4 possèdent même des rapports inférieurs à 1, c'est à dire que la séparation entre les bordures transformantes est plus importante que la distance entre les bordures divergentes. Des mécanismes d'ouverture différents de ceux d'*Astypalaea Linea* sont de ce fait attendus. Sur Terre, on retrouve des rapports D/S nettement inférieurs à 1 au niveau du rift est africain (voir la figure 3.27). La figure 3.29 illustre la morphologie de ces bassins allongés sur la branche est du rift est africain. Les bassins du rift d'Anza et de Mongalla sont effectivement liés, à la frontière entre le Soudan et le Kenya, par le grand cisaillement sud soudanais. De même, les bassins de Mongalla et de Muglad sont reliés par une portion décrochante en légère extension. Cette configuration rappelle fortement celle qui est observée sur BAJ. Une autre analogie frappante entre le système du rift est africain et BAJ réside dans le fait que les segments en extension ne se recouvrent pas, contrairement à ce qui est observé sur *Astypalaea Linea*. Cette observation est également valable pour la branche ouest du rift est africain. Ces constatations amènent à rapprocher les mécanismes de rifting terrestres et les mécanismes d'ouverture de BAJ. Les rapports D/S calculés sur les bassins du rift est africain sont toutefois largement plus faibles que ceux de BAJ et en aucun cas ils ne dépassent D/S=1 (figure 3.27). Or, les segments n°2 et 3 de BAJ ont des rapports supérieurs à 1. On a donc sur BAJ des valeurs D/S intermédiaires entre celles de *Cyclades Macula* et celles des bassins du rift est africain.

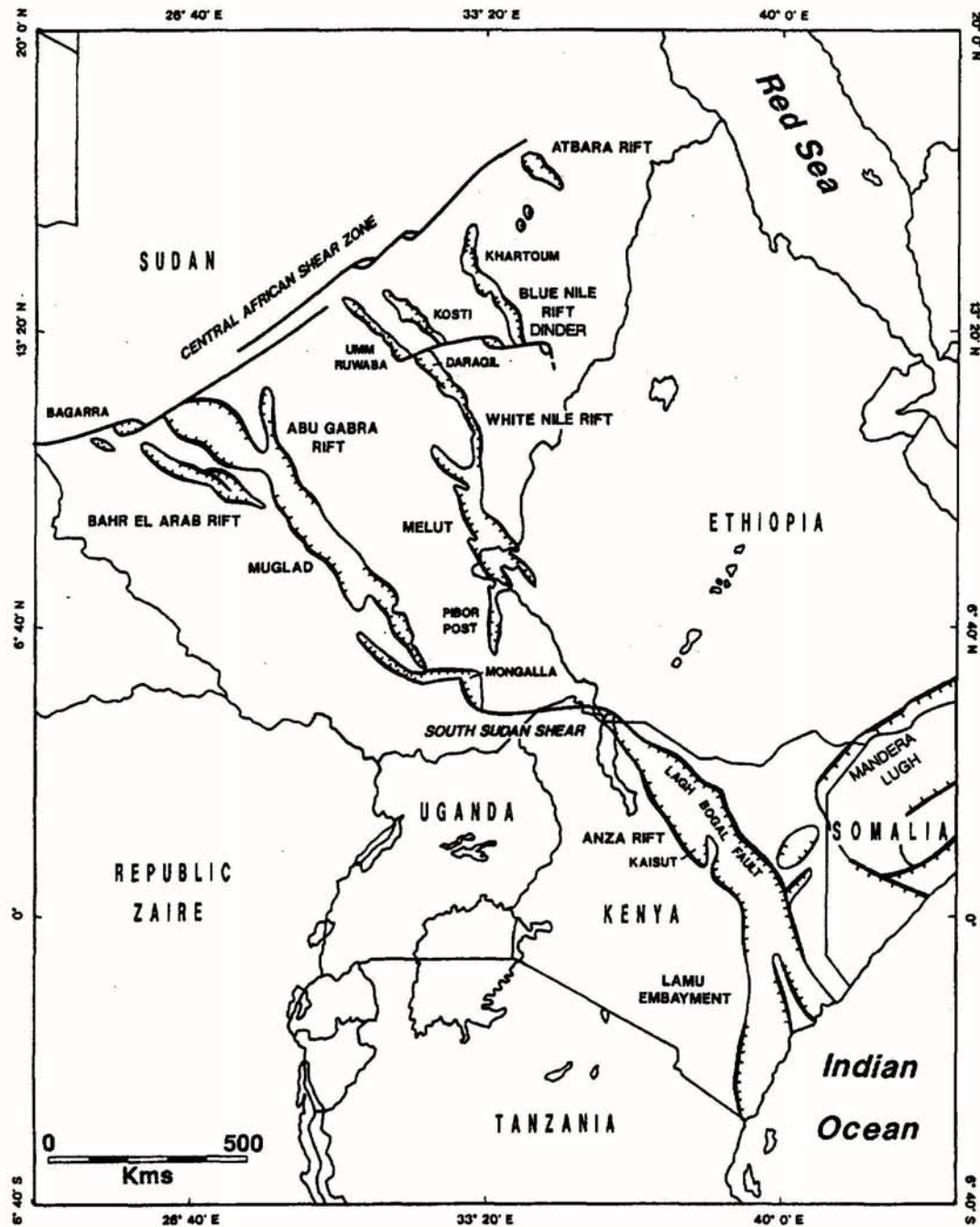


Figure 3.29

Carte des bassins mésozoïques associés à la branche est du rift est africain (d'après Guiraud et Bosworth, 1997). L'ouverture de cette partie du rift individualise des bassins étroits successifs reliés à leurs extrémités par des segments décrochants. Le cisaillement sud soudanais est un de ces segments qui délimite le nord du bassin du rift d'Anza (Kenya) et le sud du bassin de Mongalla relayé au nord par le rift de Muglad (Soudan). La géométrie définie par ces structures d'échelle régionale est proche de celle qui est observée au niveau de la bande étudiée dans la région antijovienne d'Europe. Les rapports D/S mesurés sur ces rifts sont inférieurs à 1 et même inférieurs à ceux des rhomboèdres de la bande étudiée. Ces similitudes constituent un argument fort en faveur du modèle de rifting pour expliquer la mise en place de cette bande dans la région antijovienne.

On parvient assez facilement à refermer les segments sombres de BAJ sans laisser d'espaces et sans superpositions des marges. Ainsi, comme dans le cas d'*Astypalaea Linea*, les surfaces sombres correspondent à la mise en place de matériel néoformé. De ce point de vue, les mécanismes d'ouvertures sont, *a priori*, similaires. En fait, la quantité de cisaillement semble être la seule grande source de différence entre ces deux bandes. Des déplacements de l'ordre de 60 km sont enregistrés sur *Astypalaea* selon la direction du cisaillement principal, tandis que le déplacement toujours parallèle à la direction du cisaillement n'atteint que moins de 40 km sur le segment n°3 à 22 km sur le segment n°1 de BAJ. On peut ainsi en conclure que BAJ est une bande intermédiaire dont le degré d'évolution se situe entre un stade d'initiation de rifting et un stade plus avancé franchement décro-extensif représenté sur Europe par des bandes du type *Astypalaea Linea*.

Malgré les similitudes géométriques entre les bandes d'Europe étudiées ici et certaines structures terrestres, il ne faut pas perdre de vue les différences notables qui existent entre Europe et la Terre. Ainsi, les écarts importants des points mesurés sur Europe avec la relation définie par Aydin et Nur (1982) sur les bassins en pull-apart terrestres peuvent être attribuées à plusieurs facteurs.

1) La texture du matériel sombre néoformé et la géométrie des marqueurs de part et d'autre de ces surfaces néoformées suggèrent que l'ouverture a été brutale et accommodée par la mise en place de matériel endogène. Or, les bassins en pull-apart terrestres résultent de processus apparemment plus complexes qui font intervenir un amincissement crustal, la formation de grabens associés à un remplissage sédimentaire, et parfois du volcanisme.

2) Le moteur de la tectonique sur Europe n'est manifestement pas identique à celui de la Terre. Dans le cas de la Terre, la tectonique est principalement guidée par la convection mantellaire et par la gravité. Cependant, de nombreux auteurs ont proposé que les forces exercées par les marées joviennes lors des rotations diurnes et non synchrones (voir la section 5.4 du chapitre 1) jouent un rôle majeur sur les vitesses de déformation et sur la cinématique globale d'Europe (Helfenstein et Parmentier 1985, Pappalardo et Sullivan 1996, Greenberg et al. 1998, Geissler et al. 1998b).

3) Le rapport de gravité de 7,43 entre la Terre et Europe constitue également une différence majeure qui pourrait avoir une influence sur les processus tectoniques et donc sur la géométrie des zones de divergence en contexte décrochant.

4) Le matériau principal constituant la croûte d'Europe est la glace d'eau, tandis que l'écorce terrestre est composée majoritairement de silicates et de carbonates. Cette différence de composition aboutit nécessairement à des différences rhéologiques. En effet, outre la

différence de comportement entre la glace d'eau et les silicates ou les carbonates, les variations de température jouent un rôle beaucoup plus important sur la rhéologie de la glace que sur celle des silicates ou des carbonates (e.g. Goodman et al. 1981, Durham et al. 2001, voir l'annexe A).

5) Enfin, la persistance d'un héritage tectonique pourrait contribuer à perturber la géométrie des segments en pull-apart. En effet, on peut avancer l'hypothèse que l'emplacement de la fracture centrale, que l'on peut suivre sur presque tout les pull-aparts, correspond à l'axe d'une paléoride cycloïde. Les changements d'orientation de la fracture centrale sur la *Astypalaea Linea* s'accordent généralement assez bien avec la succession des segments arqués observée sur les rides cycloïdes.

La combinaison de tous ces facteurs pourrait expliquer l'éloignement du rapport D/S relevé sur les rhomboèdres décro-extensifs d'Europe par rapport à la valeur moyenne D/S $\sim 3,2$ déterminée sur une large population de pull-aparts terrestres. La variation du rapport D/S entre BAJ et *Astypalaea Linea* peut, de la même manière, traduire une variation importante des facteurs énoncés précédemment à l'échelle du satellite, excepté la gravité bien sûr.

5.4.3. Conclusions

En guise de conclusion, on peut rapprocher BAJ et *Astypalaea Linea* par le fait que l'ouverture des segments sombres en extension correspond à la mise en place de surface nouvelle et que l'on peut assez aisément refermer ces bandes sans laisser d'espaces et sans superposer les blocs crustaux marginaux. Les rapports de forme D/S de ces deux bandes sont pourtant très éloignés. BAJ possède des rapports intermédiaires entre ceux des bassins du rift est africain et les rapports moyens déterminés par Aydin et Nur (1982), tandis qu'*Astypalaea* possède des rapports plus proches des vastes bassins allongés en contexte franchement décrochant, par exemple, le long de la faille de Garlock (Californie). Cette différence importante peut provenir : **1)** des variations de la structure ou de la rhéologie de la croûte de glace sous les deux bandes, **2)** de la variation d'orientation et/ou d'intensité des contraintes cisailantes entre ces deux endroits de la surface d'Europe, ou **3)** du fait que BAJ représente un stade beaucoup moins évolué, ayant fonctionné moins longtemps qu'*Astypalaea*. En outre, le mécanisme de coalescence des bassins au cours du temps proposé par Aydin et Nur (1982) semble le plus adapté au cas d'*Astypalaea Linea*, mais apparaît obsolète dans le cas de BAJ.

6. Contraintes observationnelles sur la reconstitution des étapes de l'ouverture d'*Astypalaea Linea*

6.1. Observations générales

A partir des observations et des calculs réalisés sur la bande et dans les terrains environnants, nous avons tenté de reconstituer les principales étapes cinématiques aboutissant à l'ouverture d'*Astypalaea Linea*.

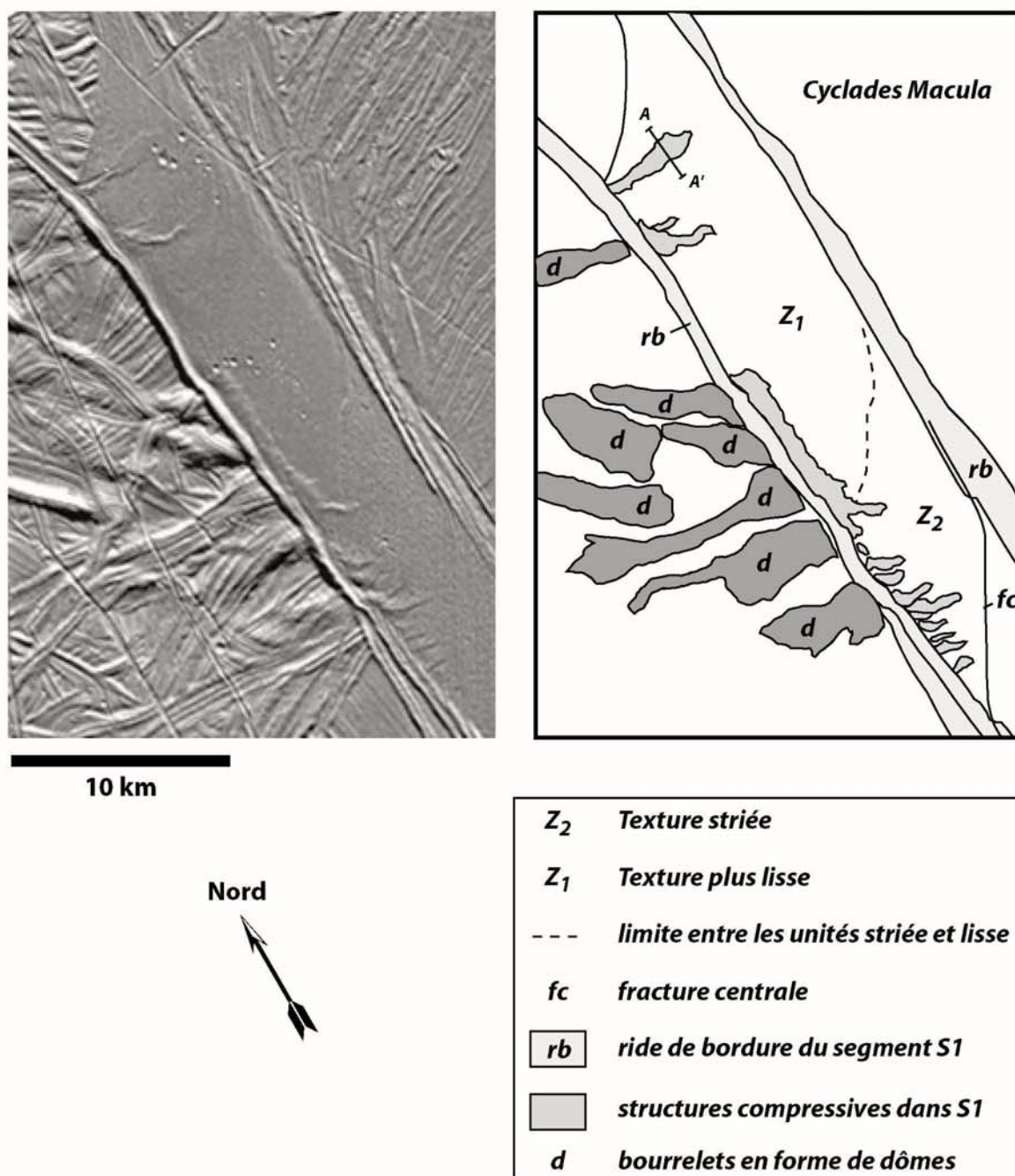
Comme nous l'avons vu à la section 3.2, *Astypalaea Linea* résulte d'un mouvement décro-extensif accommodé par l'ouverture de segments rhomboédriques en pull-apart. Le matériel sombre et strié constituant la bande trahit une origine endogène et l'enregistrement des stries sur ce matériel est représentatif des processus d'ouverture impliqués. Ainsi, nous avons mis en évidence à la section 3.3 que l'agencement périodique et la morphologie des stries étaient compatibles avec l'idée d'une ouverture symétrique de type dorsale médio-océanique terrestre dont l'axe d'accrétion serait matérialisé par un système de double strie en position centrale dans les trois segments rhomboédriques. De plus, l'alternance régulière des stries associée à la répétition d'une zonation texturale, définie à plus grande échelle par la densité des stries dans chaque rhomboèdre, suggèrent une ouverture épisodique de la bande à différentes échelles.

Enfin, une reconstruction de la surface anté-*Astypalaea Linea* (section 3.4) a montré qu'au moins une partie de l'extension générée par la bande était compensée par la disparition de surface dans les unités ridées anciennes (*tr*). Les paragraphes qui suivent relatent de nouvelles observations, notamment sur *Cyclades Macula*, sur lesquelles nous nous sommes basés pour affiner la compréhension des processus « géologiques » à l'origine de l'ouverture d'*Astypalaea Linea* et de *Cyclades Macula*. Un modèle épisodique d'ouverture sera finalement proposé à l'issue de cette section.

6.2. Traces de compression sur la bande

Le segment en pull-apart S_1 possède des structures particulières en forme de rides arquées orientées NW-SE et qui ont tendance à longer la bordure du pull-apart vers le nord (figure 3.30). Ces plis, d'une centaine de mètres de largeur pour 1 à 3 km de longueur, sont régulièrement espacés de généralement moins de 1 km. Ils semblent légèrement affecter le système de ride qui constitue la bordure du segment et se prolonger dans les unités de plaines ridées à l'ouest.

Observation des structures compressives sur le pull-apart septentrional (S1)



Le segment S1 est parsemé de plis arqués le long de sa bordure ouest. Ces plis semblent se prolonger dans les unités ridées par des bourrelets plus larges en forme de dômes (notés d). Ces bourrelets semblent s'inscrire dans la continuité des plis arqués dans le segment S1. Cette relation indique que toutes ces structures sont contemporaines et postérieures ou tardives de l'ouverture du segment S1. Plus au nord, une plate-forme oblongue de plus d'un kilomètre de largeur peut être reconnue d'un point de vue morphologique comme étant une structure compressive de type pop-up. Une coupe synthétique est réalisée le long du profil A-A' pour déduire la profondeur de décollement et le raccourcissement impliqués par cette compression (voir la figure 3.25). On note également une légère variation de texture depuis une zone striée au sud (Z_2) jusqu'à des terrains plus lisses mais toujours finement striés dans la partie nord du segment (Z_1).

Le dernier pli au nord se prolonge d'un bourrelet d'environ 1 km de largeur longeant la bordure ouest de S₁ sur 10 km. Un peu plus au nord et toujours dans le pull-apart S₁, on retrouve un ultime pli arqué ainsi qu'un léger renflement de plus de 3 km de longueur et d'orientation comparable mais qui se termine par une sorte de plate-forme de plus d'un kilomètre de largeur (figure 3.31a). Tous ces renflements ressemblent fortement à des structures compressives impliquant une zone de décollement peu profonde. Le plateau situé le plus au nord est ici interprété comme étant une structure de type pop-up. Il est ainsi possible d'estimer le raccourcissement et la profondeur de décollement associés à la formation de ce plateau grâce aux relations de la figure 3.31b (Allemand et Thomas 1992). Le graphe (figure 3.31c) montre que pour un angle de chevauchement de 30° par rapport à l'horizontale, la profondeur de décollement atteint environ 300 m. Si l'on considère une hauteur de l'escarpement de 20 m, le raccourcissement impliqué est de l'ordre de 70 m.

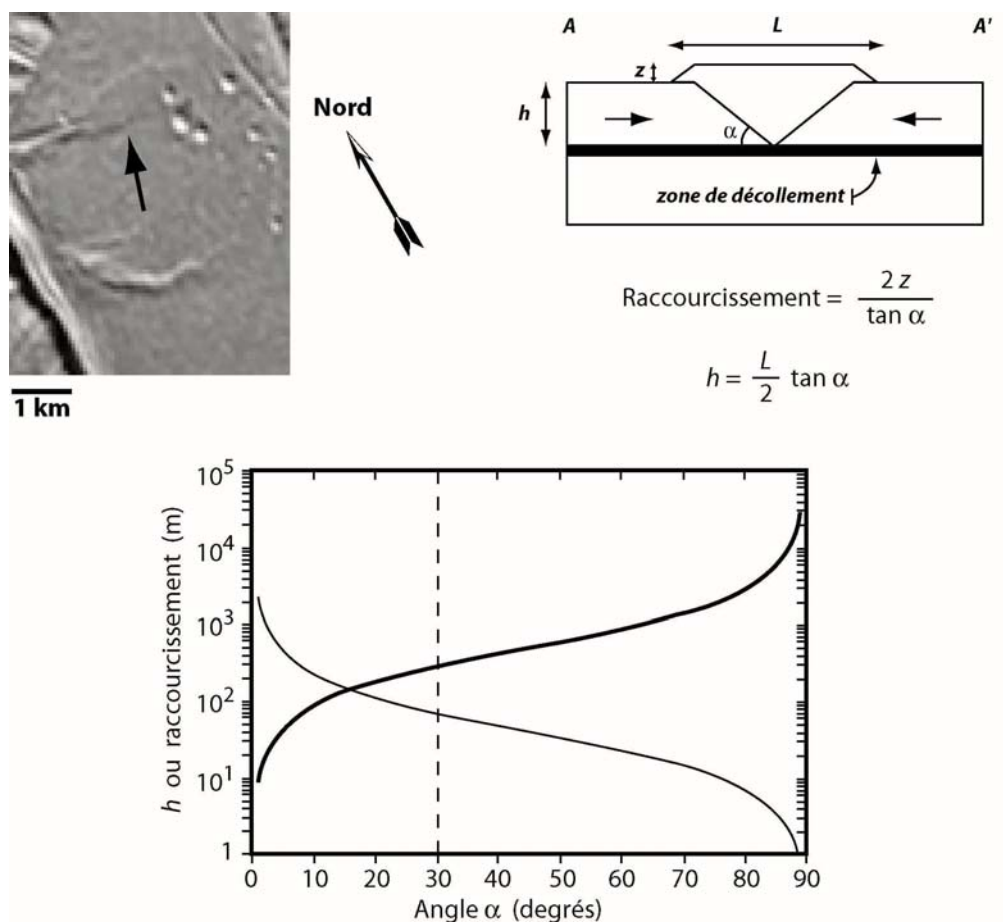


Figure 3.31

Analyse du "pop-up" (flèche noire sur l'image) au nord du segment S₁. La coupe A-A' localisée sur la figure 3.30 permet d'estimer la profondeur du décollement (courbe en gras) et le raccourcissement (courbe fine) en fonction de l'angle des plans de fracture et des dimensions caractéristiques mesurées en surface (Allemand et Thomas 1992). Pour un angle de chevauchement classique de 30° par rapport à l'horizontale, la profondeur de décollement est d'environ 300 m pour un raccourcissement de l'ordre de 70 m.

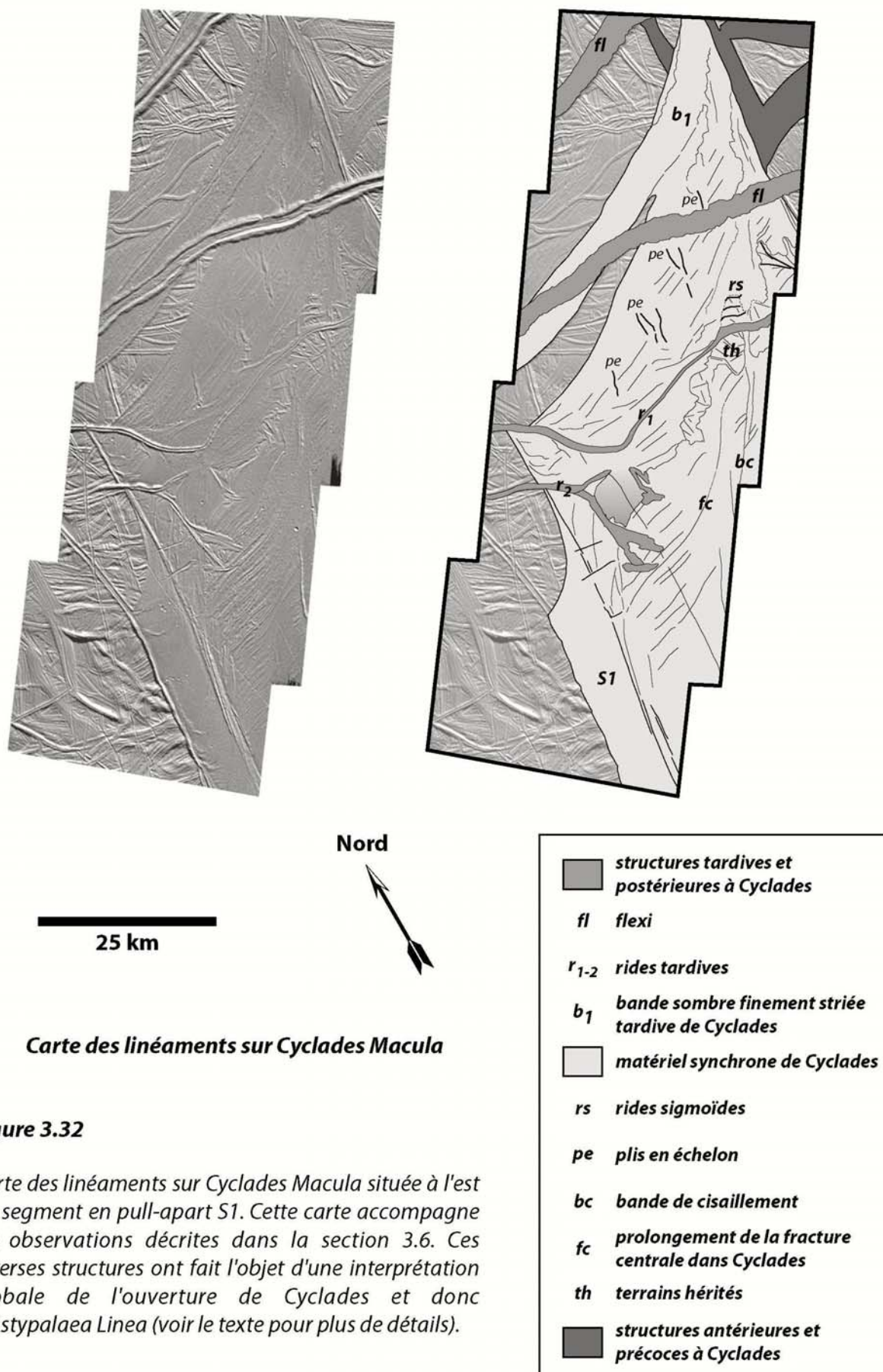
6.3. *Cyclades Macula*

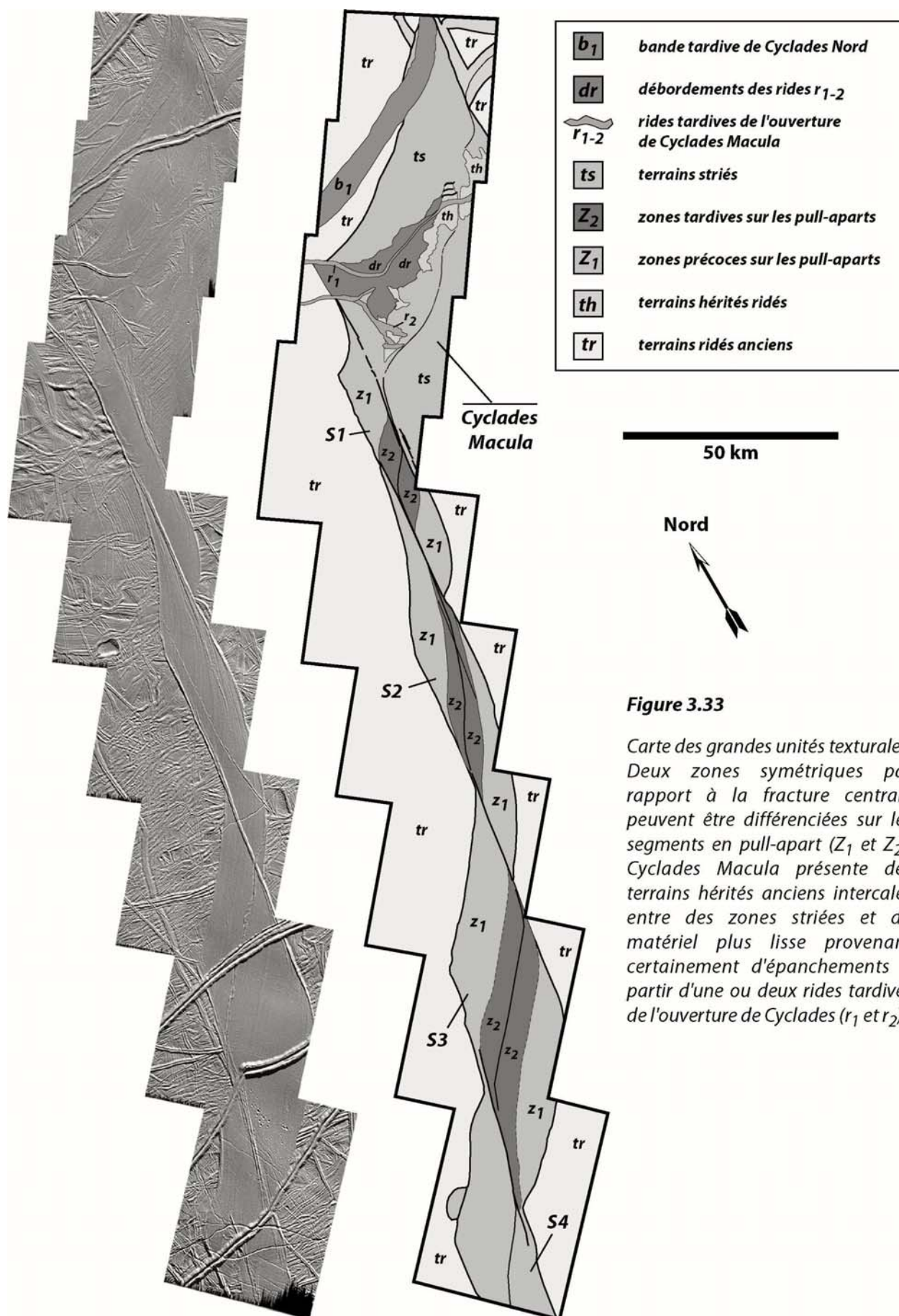
Cyclades Macula constitue le secteur le plus complexe, mais également le plus intéressant. Nous allons voir que l'interprétation des observations que l'on peut y faire va apporter de nombreuses informations sur les modalités de l'ouverture de la bande. Nous exposerons donc les observations réalisées dans ce secteur dans un premier paragraphe avant de les interpréter dans le paragraphe suivant.

6.3.1. Observations

On y retrouve des textures striées semblables à celles des segments en pull-apart, mais par endroits, des zones étroites aux contours irréguliers et dont la texture rappelle celle des plaines ridées séparent les unités striées. Il apparaît que des terrains striés existent à la fois au nord et au sud de cette étroite bande qui est ainsi interprétée comme étant une relique de terrains anciens ridés. Ces zones seront ici qualifiées de terrains hérités du fait de leur texture et notées *th* sur les figures 3.32 à 3.34. La seule manière de préserver une telle relique est d'admettre l'existence d'au moins deux zones de fractures majeures mises à contribution lors de l'ouverture de *Cyclades Macula* de part et d'autre des terrains hérités. La coexistence de multiples fractures est plausible dans le cas d'une terminaison de faille en queue de cheval. La fracture centrale des segments en pull-apart est toujours visible et suit parfaitement l'orientation des stries dans la partie sud de *Cyclades Macula*. Elle subit néanmoins une série de bifurcations selon un système de rampes et paliers avant d'atteindre la marge est de *Cyclades Macula* (notée *fc* sur la figure 3.32).

Deux doubles rides des plaines environnantes recoupent la bordure ouest de *Cyclades* et peuvent être suivies sur la surface striée jusqu'aux terrains hérités. Une de ces doubles rides (r_1) se parallélise aux stries et traverse les terrains hérités à l'est de *Cyclades* (figure 3.34). L'autre double ride (r_2) se divise en trois branches. Deux de ces branches se dirigent vers le sud et s'interrompent juste au nord de la trace de la fracture centrale, tandis que l'autre branche tend à rejoindre la ride r_1 située plus à l'est. La prolongation des rides r_1 et r_2 , en partie sécantes aux stries dans *Cyclades*, implique que le matériel sur lequel elles se sont formées était déjà suffisamment résistant. Ces rides présentent donc toutes les caractéristiques de structures tardives mais restent toutefois affectées par la fin de l'ouverture de *Cyclades Macula*. On distingue également une structure similaire en forme d'éventail non loin de la bordure orientale de *Cyclades Macula* (figure 3.32).





On retrouve généralement autour de ces rides tardives du matériel dont la texture est plus lisse ou du moins très faiblement striée. La figure 3.34 montre que ce matériel (noté *dr* sur les figures 3.33 et 3.34) émane des rides r_{1-2} et qu'il a manifestement recouvert la surface probablement striée formée juste auparavant ainsi que la partie nord des terrains hérités.

Parmi les structures des terrains hérités, on retrouve des rides d'orientations diverses et notamment une série de trois doubles rides sigmoïdes (notées *rs* sur la figure 3.32 et agrandies sur la figure 3.34) pouvant résulter tout aussi bien d'un mouvement dextre que d'un mouvement senestre selon l'interprétation que l'on en fait.

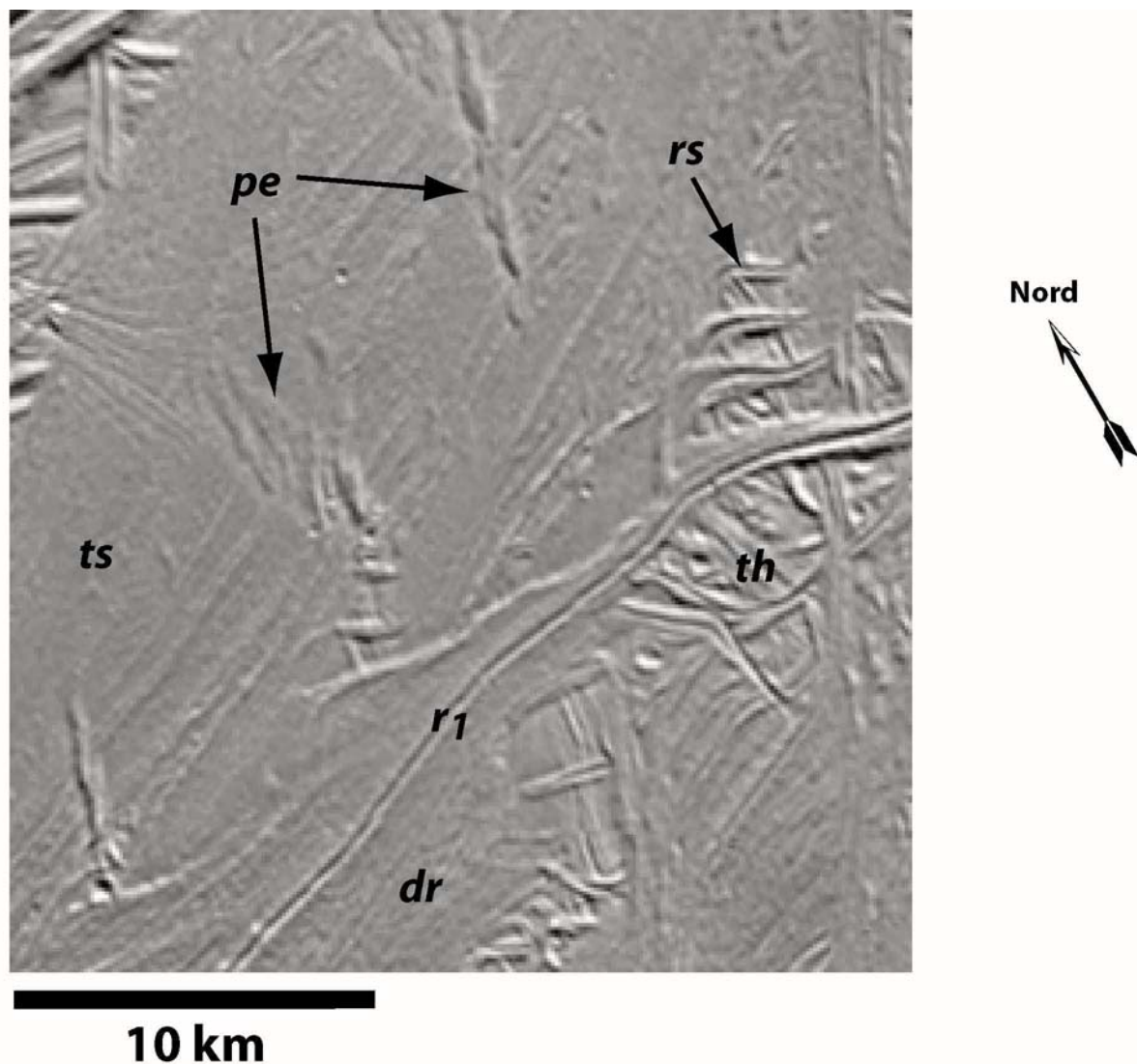


Figure 3.34

Observations de détail sur Cyclades Macula. Les annotations se réfèrent aux structures décrites dans le texte : *ts* terrains striés, *dr* débordements de la ride notée r_1 , *pe* plis en échelon, *rs* rides sigmoïdes et *th* terrains hérités.

Dans les terrains striés à proximité de la marge septentrionale de *Cyclades Macula*, une série de quatre systèmes plissés orientés NNE-SSW et espacés régulièrement d'environ 10 km sont agencés en échelon (notés *pe* sur les figures 3.32 et 3.34). Cette configuration rappelle celle des plis résultant d'une transpression au sein d'un cisaillement dextre. L'orientation de ces structures est pourtant difficilement compatible avec le plan de cisaillement principal correspondant à l'ouverture des segments en pull-apart.

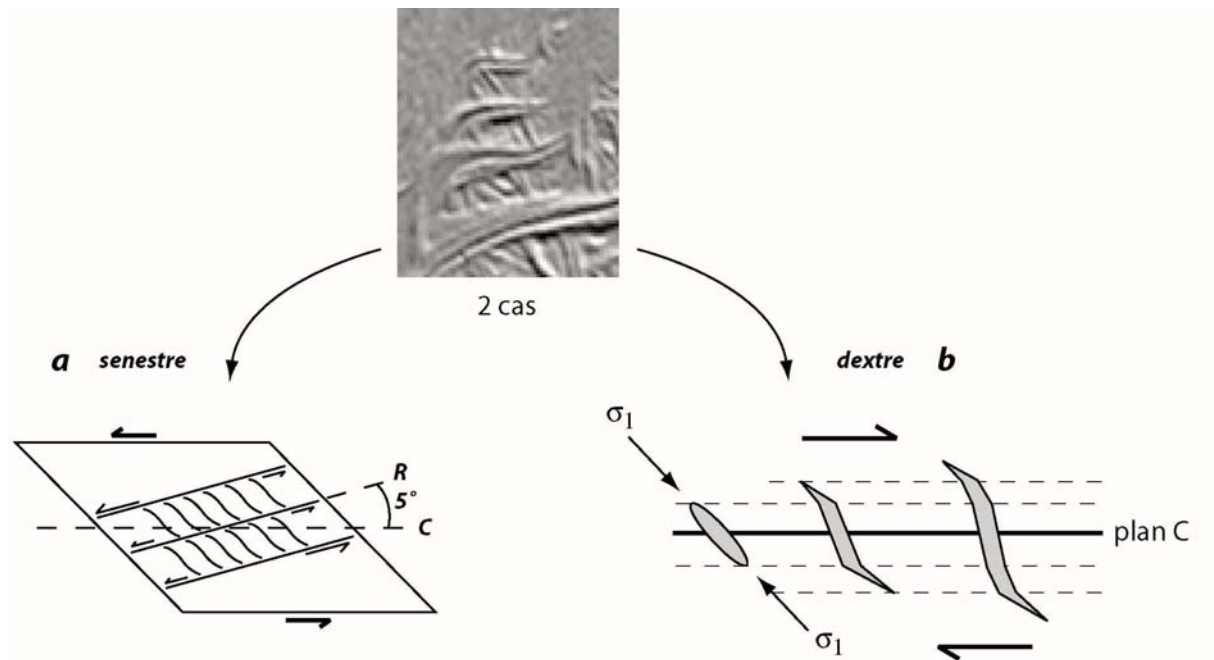


Figure 3.35

Interprétation de la nature des rides sigmoïdes et du mouvement à l'origine de leur déformation. On peut ici envisager deux cas : soit il s'agit de crochons entre des plans de Riedels associés à un décrochement senestre (a), soit il s'agit de fentes de tension associées à un plan de cisaillement dextre (b).

Enfin, on peut identifier, sur la marge orientale du segment S_2 , deux bandes de cisaillement dextres orientées NE-SW qui font un angle d'environ 30° avec la bordure d'*Astypalaea* (figure 3.36a). On retrouve des bandes de cisaillement de même orientation recoupant le matériel strié au sein de *Cyclades Macula*. Ces dernières (notées *bc* sur la figure 3.32) sont en revanche recoupées par la ride r_1 .

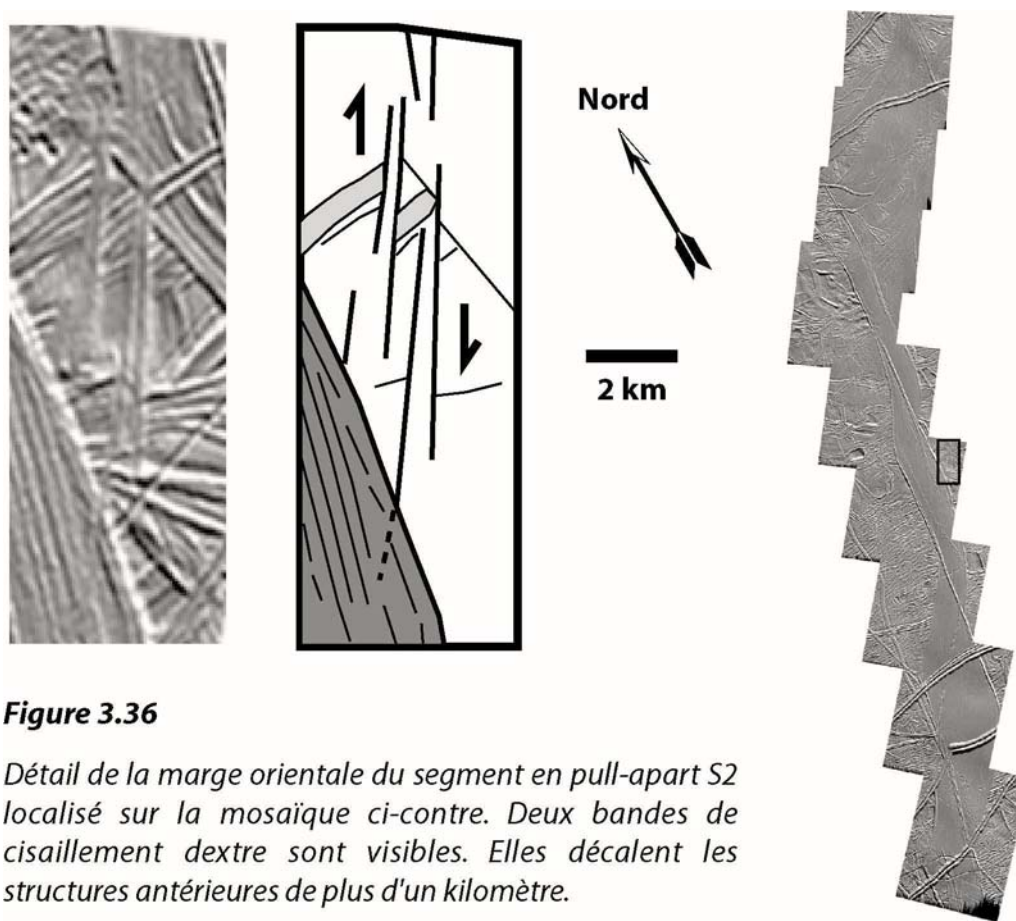


Figure 3.36

Détail de la marge orientale du segment en pull-apart S2 localisé sur la mosaïque ci-contre. Deux bandes de cisaillement dextre sont visibles. Elles décalent les structures antérieures de plus d'un kilomètre.

6.3.2. Interprétations

Ces diverses observations posent un certain nombre de problèmes quant-à l'orientation des contraintes et l'organisation stratigraphique des structures et des textures. Les trois rides sigmoïdes semblent indiquer un mouvement senestre sur les terrains reliques, contraire au déplacement régional. De même, les plis en échelon dans les terrains striés du nord de *Cyclades* demeurent difficiles à expliquer dans un contexte extensif dextre.

On peut envisager deux solutions radicalement différentes d'un point de vue cinématique. **1)** Le recours à une double zone de fracturation implique une ouverture précoce favorisant la mise en place des surfaces striées néoformées du nord de *Cyclades Macula*. L'activité « magmatique » connaît alors une accalmie qui contribue à délimiter les zones striées Z_1 des rhomboèdres en pull-apart par la construction de stries plus larges. Lorsque l'ouverture reprend, une seconde fracture indépendante de la précédente prend le relais plus au sud et piège une bande de terrains ridés préexistants.

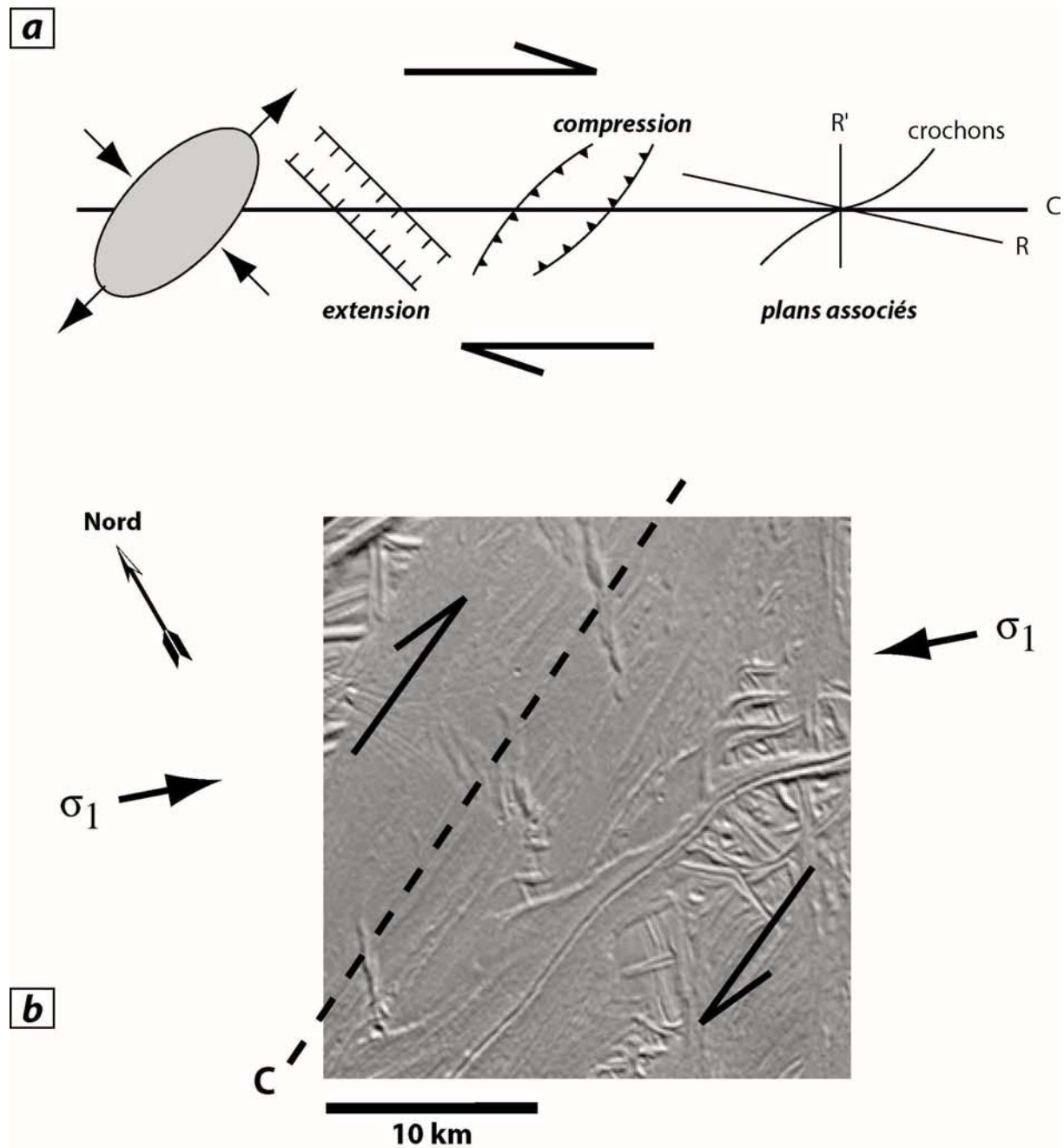
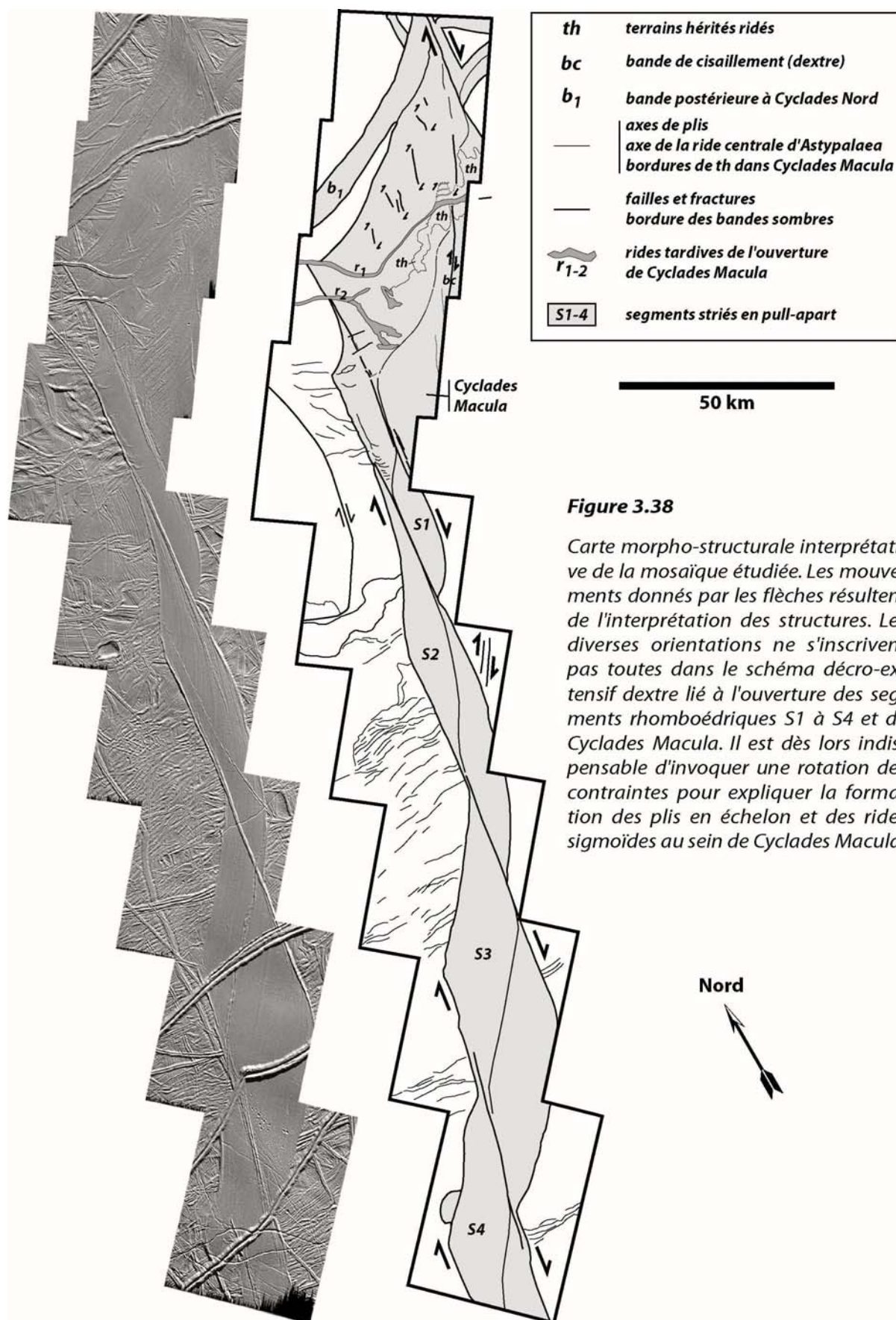


Figure 3.37

(a) Structures théoriques associées à un cisaillement dextre. Les directions d'extension correspondent bien à l'ouverture des pull-aparts et de Cyclades Macula. En revanche, l'axe des plis en échelon au nord de Cyclades Macula n'est pas en bon accord avec les directions de compression théoriques. Certaines bandes de cisaillement dextres (i.e. figure 3.36) sont plus ou moins alignées avec l'orientation théorique des Riedels R.

(b) L'axe des plis en échelon coïncide avec un plan de cisaillement principal approximativement parallèle à la bordure nord de Cyclades. L'orientation des contraintes est également compatible avec l'hypothèse d'une formation des rides sigmoïdes par ouverture de fentes de tension déformées par rotation externe dextre (figure 3.35b).



Ainsi, si les rides sigmoïdes font partie intégrante des structures héritées anciennes, on est obligé d'admettre que seul un mouvement senestre est à l'origine de leur déformation. Dans ce cas, la configuration des contraintes et des zones de cisaillement telle qu'elle apparaît sur la figure 3.35a peut s'expliquer par l'application d'une contrainte sur les terrains hérités lors de l'ouverture de la seconde zone de fracture. 2) Une seconde hypothèse consiste à considérer que ces rides ont évolué lors de l'ouverture. Il s'agirait dans ce cas de fentes de tension dont la morphologie sigmoïde se développe au cours d'un cisaillement simple dextre (figure 3.35b). La configuration théorique des contraintes principales et des bandes de cisaillement est alors très différente et est en adéquation parfaite avec la présence des plis en échelon un peu plus au nord et à l'ouest (figure 3.37). On peut ainsi interpréter ces deux observations selon un unique événement tectonique tardif. Cette seconde hypothèse paraît la plus vraisemblable mais implique une rotation des contraintes au cours de l'ouverture d'*Astypalaea Linea* (figure 3.39). Elle est, en outre, étayée par la morphologie des rides sigmoïdes. En effet, celles-ci ressemblent fort à la ride tardive r_1 qui traverse *Cyclades Macula* juste au sud (figure 3.34). L'orientation des différentes rides est tout d'abord similaire à cet endroit. De plus, des épanchements de même nature provenant de ces rides suggèrent une histoire tectonique commune (voir les figures 3.33 et 3.34). L'hypothèse de fentes de tension déformées par un cisaillement dextre et formant une série de rides sigmoïdes sur la bande de terrains hérités est, pour toutes ces raisons, privilégiée.

La carte morpho-structurale 3.38 résume l'interprétation tectonique réalisée à partir des observations. Les mouvements associés aux structures et les rides impliquées dans la disparition de surface y sont représentés.

6.4. Implications sur l'évolution des contraintes et le moteur de l'ouverture

La rotation des contraintes principales qu'impose cette interprétation des observations peut correspondre à deux cas : soit elle est de l'ordre de 50° dans le sens horaire, soit elle est de 130° dans le sens antihoraire (figure 3.39d). Il est difficile d'expliquer une rotation de cette ampleur sur des périodes de temps très courtes. C'est pourquoi nous pensons que ce changement de régime tectonique est progressif. On peut donc s'attendre à retrouver les traces de rotation intermédiaire entre ces deux étapes.

1) Dans le cas d'une rotation horaire des contraintes de 50° , les bandes de cisaillement dextres qui recoupent les stries au sein de *Cyclades Macula* ou encore le système décrochant dextre situé sur la marge est du pull-apart S_2 (bloc 4 E de la figure 3.17) sont orientés NE-SW à

environ 25° horaire du plan de cisaillement de l'ensemble des pull-aparts et à environ 25° antihoraire du nouveau plan de cisaillement supposé sur *Cyclades Macula*. Cette orientation intermédiaire pourrait correspondre à un plan de cisaillement relique de la rotation des contraintes (figure 3.39b). Une des bandes de cisaillement intermédiaire sur *Cyclades Macula* est recoupée par la ride r_1 synchrone des fentes de tension sigmoïdes. Cette observation indique l'antériorité de la bande de cisaillement par rapport à r_1 et corrobore de ce fait l'hypothèse d'une rotation progressive des contraintes dans le temps.

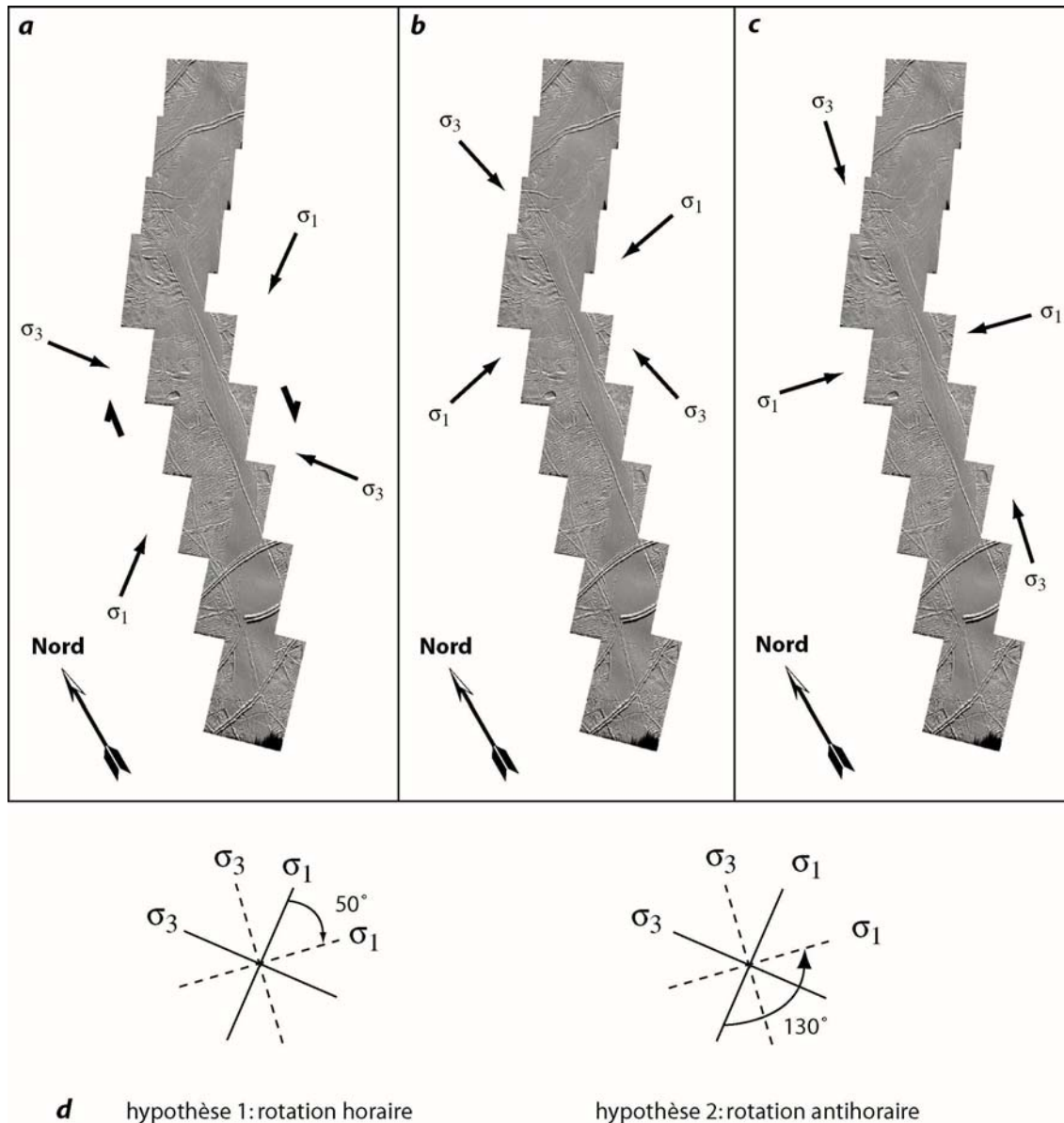


Figure 3.39

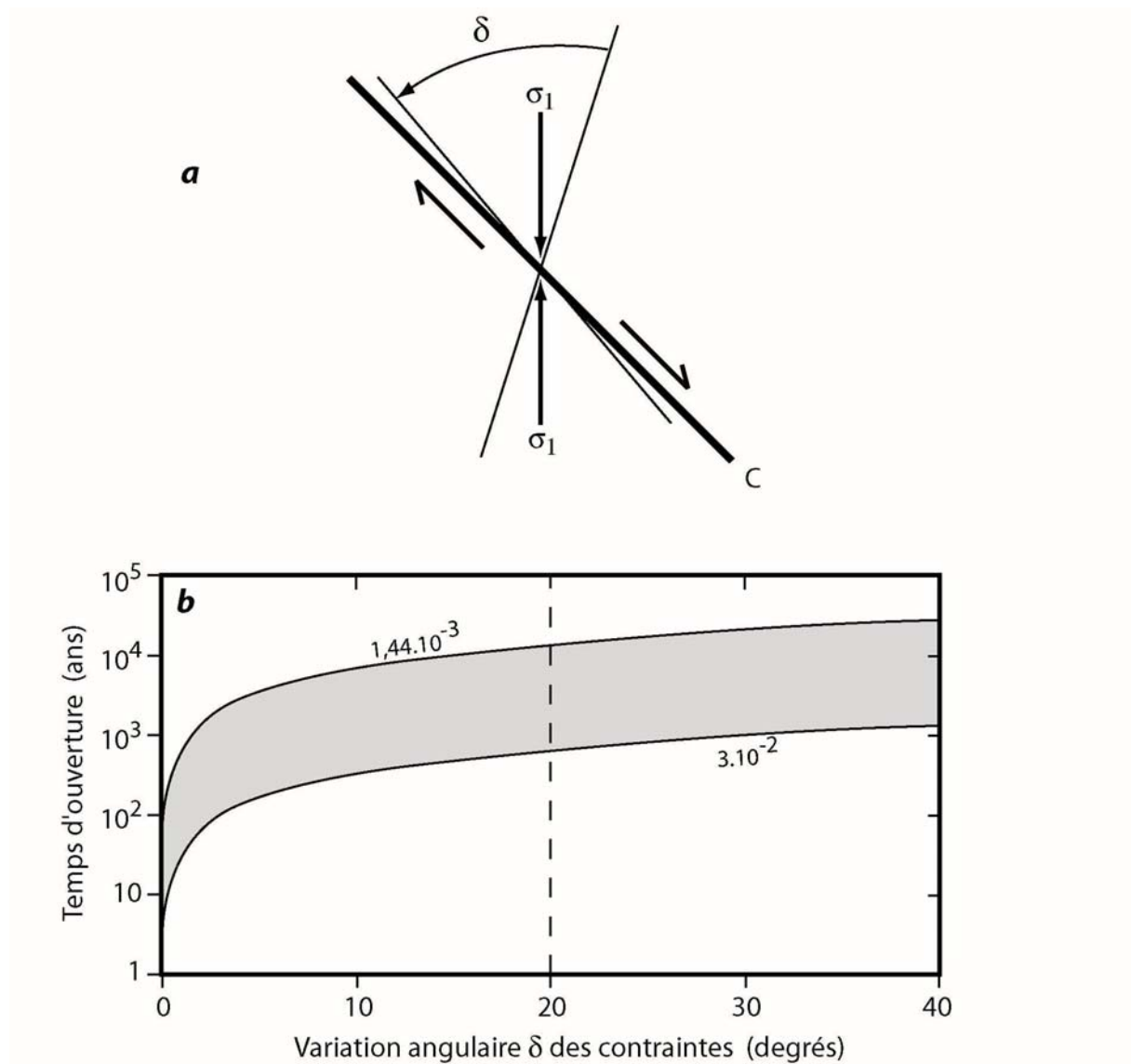
Orientation des contraintes pour différents groupes de structures. (a) Orientation liée au plan principal de cisaillement de la bande (ouverture des pull-aparts et de Cyclades Macula). (b) Orientation liée aux bandes de cisaillement dans Cyclades Macula et éventuellement à celles de la figure 3.36. (c) Orientations liées aux structures compressives et aux rides sigmoïdes. (d) Ces diverses orientations illustrent une rotation des contraintes avant la solidification de la bande, soit de 50° horaire, soit de 130° antihoraire.

Nous avons vu que le piégeage de terrains hérités et la zonation texturale des pull-aparts impliquaient au moins deux épisodes majeurs à l'origine de l'ouverture d'*Astypalaea* et donc de *Cyclades*. On ne doit cependant pas occulter un troisième événement qui est représenté au NW de *Cyclades Macula* par une bande sombre striée tardive (notée b_I sur les figures 3.32 et 3.33) qui recoupe l'extrémité nord de *Cyclades* pour rejoindre la zone de cisaillement principale. Cette ouverture laisse derrière elle (au sud) une bande de terrains ridés anciens qui renforce l'hypothèse d'une ouverture multiple et du piégeage de terrains hérités.

La rotation des contraintes, probablement à l'origine de l'arrêt de croissance d'*Astypalaea Linea*, peut traduire une rotation à grande période du satellite. De nombreux travaux théoriques et d'observation font état d'une rotation non synchrone (voir la section 5.4 du chapitre 1 pour une revue). L'hypothèse d'une rotation des contraintes de 50° horaire observée sur *Cyclades Macula* est difficilement compatible avec un quelconque effet de rotation non synchrone. En effet, le sens de rotation théorique attendu dans l'hémisphère sud est antihoraire (Geissler et al. 1998b), donc contraire à la rotation horaire observée ici. Cette hypothèse implique que les moteurs responsables de l'ouverture et de la rotation des contraintes sont autres que la rotation non synchrone. La rotation des contraintes observée sur *Cyclades* pourrait être imputable à un réajustement régional des contraintes. Evidemment, il est difficile de tester cette hypothèse car la couverture des images de résolution satisfaisante et donc une interprétation cinématique étendue sont limitées dans cette région.

2) Une alternative qui consisterait à dire que la rotation des contraintes est belle et bien antihoraire réconcilierait les observations avec la rotation non synchrone. L'angle de rotation à considérer dans ce modèle est donc cette fois-ci de 130° antihoraire entre les deux grandes orientations de cisaillement. Les bandes de cisaillement dextres dans *Cyclades* et en bordure orientale du segment S_2 ne représentent plus ici un enregistrement intermédiaire de la rotation, mais davantage des plans associés au cisaillement principal (e.g. Riedels...). Nous avons donc utilisé la gamme de périodes proposée par Hoppa et al. (1999a) (section 5.4, chapitre 1) afin de dater plus précisément les séquences d'ouverture de *Cyclades Macula*. La limite inférieure de 12000 ans implique une rotation des contraintes de 130° en ~4300 ans, tandis que la limite supérieure de 250000 ans donne un temps d'environ 90000 ans. Si cette rotation antihoraire est responsable de l'arrêt de l'ouverture d'*Astypalaea Linea*, le taux de rotation non synchrone peut être utilisé pour estimer le temps d'ouverture d'*Astypalaea*. Cette évaluation impose le choix d'un angle pour lequel le déplacement et la mise en place de matériel dans les segments en pull-apart sont possibles. La figure 3.40 montre la variation du temps d'ouverture des

segments en pull-apart en fonction de l'espace angulaire d'activité d'*Astypalaea Linea* pour des taux de rotation compris entre $1,44 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-2}$ deg.an⁻¹ correspondant aux valeurs limites de la période de rotation non synchrone estimées par Hoppa et al. (1999a). Si l'on considère que l'ouverture des pull-aparts est effective tant que l'écart angulaire à l'orientation optimale des contraintes le long du plan de cisaillement est inférieur à $\pm 10^\circ$ et que l'ouverture d'*Astypalaea Linea* ne s'effectue qu'en moins d'une demi-rotation non synchrone, on peut déduire des temps d'ouverture allant de 700 à 14000 ans. Quoi qu'il arrive, la figure 3.40 montre que, selon ces hypothèses, le temps d'ouverture d'*Astypalaea Linea* reste inférieur à 10^5 ans. Au bout de 180° de rotation non synchrone, le champ de contraintes revient à sa configuration initiale et permet à nouveau un éventuel jeu sur le plan de cisaillement principal. La zonation texturale sur les segments en pull-apart et l'existence de stries plus prononcées peuvent être interprétées comme étant la manifestation d'une période de ralentissement de la croissance de la bande. Si l'on admet que ces observations sont corrélées avec une rotation des contraintes, *Astypalaea Linea* et *Cyclades Macula* se sont mises en place au cours de plusieurs demi-rotations. Les temps déterminés ci-dessus ne représentent tout simplement que les temps de mise en place des différentes zones. Ainsi, toujours en utilisant les valeurs limites de rotation non synchrone de Hoppa et al. (1999a), 6000 à 125000 ans sont nécessaires à la rotation des contraintes de 180° . Si l'on tient compte d'une incertitude de $\pm 10^\circ$ sur l'angle théorique à partir duquel le déplacement est possible, on obtient des temps d'ouverture plus longs de 7000 à 140000 ans. Ces valeurs sont représentées par des carrés blancs sur la figure 3.14 et correspondent à des vitesses moyennes d'ouverture rapides comprises entre 0,4 et 10 m/an. Si la zonation des textures correspond bien à des épisodes décro-extensifs liés à la rotation non synchrone, on peut même déduire les vitesses d'ouverture de chaque zone. Pour les segments S_1 et S_2 , les zones Z_1 sont quasiment deux fois plus grandes que les zones Z_2 (~ 40 km pour Z_1 contre ~ 20 km pour Z_2). On obtient ainsi des vitesses d'ouverture de Z_1 de 0,6 à 13 m/an et de Z_2 de 0,3 à 7 m/an. Cette différence peut exprimer une solidification de la zone Z_1 lors de la phase d'inactivité et/ou la difficulté de résorption de la surface correspondante en périphérie. L'apparition des structures compressives (bourrelets, structure de type pop-up et plis en échelon) pourrait corroborer cette suggestion. Elles pourraient tout aussi bien être attribuées au passage de la bande en contexte compressif, lors de la rotation des contraintes, au cours de la période « d'inactivité ». Si les causes de la compression restent ambiguës, l'arrêt définitif du fonctionnement d'*Astypalaea Linea* et de *Cyclades Macula*, comme semble en attester la présence des *flexi* et des fractures, pourrait, en revanche, être lié au défaut d'accommodation de l'extension observée.

**Figure 3.40**

Temps d'ouverture pour une rotation des contraintes contrôlée par la rotation non synchrone lors d'un passage des contraintes autour d'une orientation optimale de déplacement en fonction de la variation angulaire des contraintes pendant laquelle les déplacements sont possibles (a). La zone grisée est bornée par les deux limites du taux de rotation non synchrone déterminées par Hoppa et al. (1999).

Finalement, un mode de mise en place d'*Astypalaea* contrôlé par la rotation non synchrone nous apparaît être le meilleur compromis. Il permet d'intégrer à la fois des structures de petite échelle probablement liées à la variation diurne du champ de contraintes (e.g. stries) et des structures de plus grande échelle, parfois sécantes aux stries, et de nature très différente (e.g. structures compressives, bandes de cisaillement, rides sigmoïdes, zonation texturale). Cependant, même si de nombreuses observations l'ont mise en évidence, la période

de rotation non synchrone demeure toujours mal contrainte. Cette inconnue constitue un obstacle majeur à un découpage temporel précis des séquences aboutissant à l'ouverture d'*Astypalaea Linea*. Des processus de compensation de l'extension enregistrée à l'échelle de la bande ont également été mis à jour dans les terrains ridés périphériques. Malheureusement, les mécanismes de cette disparition de surface et donc de croûte n'ont pas été résolus et les causes de la compression restent floues.

7. Synthèse des événements tectoniques impliqués dans la région nord d'*Astypalaea Linea*

Sur la base des observations réalisées sur la terminaison nord d'*Astypalaea Linea* et surtout au sein de *Cyclades Macula*, nous proposons un modèle d'ouverture séquentielle faisant intervenir au moins six épisodes majeurs.

1) un réseau de fractures orientées globalement N-S commence à se déformer sous l'action d'un cisaillement régional dextre en contexte extensif. Ceci favorise l'ouverture de segments en pull-apart et d'une bande qui préfigure *Cyclades Macula* au nord. Du matériel ductile ou peut-être même partiellement liquide remplit les espaces laissés vacants et forme ainsi des terrains striés sombres. L'individualisation des pull-aparts implique la jonction des différents segments de faille et donc la formation de zones de relais matures.

2) La croissance de la faille nouvellement connectée s'interrompt ou du moins connaît une accalmie. Des stries plus épaisses que les autres marquent ce ralentissement. Les causes de cette interruption de l'ouverture des pull-aparts pourraient être liées à une rotation progressive du champ de contraintes. Si les stries à l'origine de la texture des bandes sont à relier à la rotation diurne d'Europe, cette rotation des contraintes doit être le fruit de processus plus lents comme par exemple la rotation non synchrone tant suspectée sur Europe. Ce type de rotation implique un déplacement antihoraire dans l'hémisphère sud. Ainsi, une rotation antihoraire d'environ 80° pourrait être à l'origine des déformations compressives le long de la marge ouest du segment S₁ érigeant notamment un pop-up et une série de plis.

3) Les contraintes continuent de pivoter et, environ 130° de rotation antihoraire après la première étape, les surfaces striées néoformées s'épaississent progressivement et permettent la propagation de fractures à cheval avec les terrains environnants plus anciens qui formeront par la suite les rides r_1 et r_2 . C'est probablement à ce moment que des fentes de tension apparaissent au nord des terrains hérités. La série de quatre plis en échelons est également probablement synchrone.

4) A environ 180° de rotation, le champ de contraintes redevient propice à l'ouverture. Une seconde fracture du réseau en queue de cheval de la terminaison d'*Astypalaea Linea* prend le relais sur *Cyclades* et ouvre une seconde bande sombre striée qui piège une bande de terrains ridés préexistants : ceux que nous avons appelé les terrains hérités. La croissance des lentilles en pull-apart se poursuit alors et façonne les zones Z_2 .

5) La rotation continue et revient à la configuration de l'étape 3. La composante cisailante de ce nouvel état de contraintes va ainsi déformer les fentes de tension pour en faire des rides sigmoïdes par rotation externe. Les segments de ride orientés selon l'axe des stries produisent des épanchements qui recouvrent alors la partie nord des terrains hérités et la partie sud des terrains striés à l'ouest de *Cyclades*. Il est également probable que les plis en échelon se développent à nouveau...

6) Enfin, une troisième bande sombre faiblement striée (b_1) s'ouvre au nord de *Cyclades Macula*. Nous n'avons pas trouvé d'indices permettant de dater relativement cet événement et il se peut qu'il soit contemporain voire même antérieur à l'étape 5.

Une ultime phase regroupe l'apparition des *flexi* et des fractures postérieures à l'ouverture d'*Astypalaea* et de *Cyclades* puisque aucune déformation apparente n'affecte leurs morphologies ou leurs trajectoires.

L'ordre des séquences proposé ici est parfois discutable faute de datation relative de certaines structures vis à vis d'autres. Il semble cependant que la déformation enregistrée sur *Astypalaea Linea* soit fortement compatible avec un modèle d'ouverture guidé par la rotation des contraintes. Plusieurs rotations complètes ont même été probablement nécessaires à l'ouverture de la bande. Cette rotation des contraintes peut en outre être corrélée avec un processus de rotation non synchrone traduisant un découplage assez important entre les silicates et la croûte de glace. L'origine de ce découplage est discutable (Pappalardo et al. 1999), mais il apparaît que l'existence d'un océan liquide à la base de la croûte de glace est fortement probable.

La comparaison de la géométrie des pull-aparts d'*Astypalaea Linea* avec une bande de la région antijovienne (section 3.5) indique que, malgré un processus de création de surface nouvelle apparemment similaire, *Astypalaea* est une structure atypique caractérisée par la coalescence de plusieurs pull-aparts, une quantité de cisaillement importante et/ou une durée d'activité longue. Les différences de géométrie avec la bande antijovienne pourraient tout aussi bien provenir d'une variation de la structure ou de la rhéologie de la croûte de glace.

En dehors des séquences d'ouverture d'*Astypalaea Linea* et de *Cyclades Macula*, la reconstruction présentée à la section 3.4 montre que ces différentes étapes extensives et

l'émergence de surfaces nouvelles sont compensées, au moins en partie, par une déformation compressive des terrains ridés environnants. Cette résorption de surface semble faiblement localisée mais compense au minimum 10% de l'extension observée sur les rhomboèdres en pull-apart. Bien que les mécanismes d'élimination de croûte ancienne soient encore flous, il est certain que ce type de résorption se manifeste ailleurs à la surface d'Europe, à commencer par les bordures d'*Astypalaea* non imagées à haute résolution par *Galileo*. Il s'agirait donc d'un processus actif de renouvellement de la croûte complémentaire des processus passifs de disparition de croûte par chaotisation.

1. Introduction

Les structures ponctuelles, comme nous l'avons vu au chapitre 1, peuvent être d'échelles très différentes allant de quelques kilomètres pour les dômes et *lenticulae* à la centaine de kilomètres pour les zones chaotiques. Les dômes, *lenticulae* et *chaos* semblent fortement liés dans l'espace et dans le temps, et l'on peut identifier de nombreuses structures intermédiaires de petites dimensions entre les *lenticulae* et les *chaos* (e.g. les micro-*chaos*). A l'inverse, il ne semble pas exister de structures de grande échelle semblables aux dômes ou aux *lenticulae*.

L'ensemble de ce chapitre s'articule autour de l'analyse morphologique d'une structure subcirculaire de grande échelle, *Thera Macula*, découverte sur les images *Voyager* et imagée à meilleure résolution par *Galileo*. Nous proposons ici un modèle cohérent de mise en place de *Thera Macula*. Ce modèle s'appuie sur nombre d'observations qui suggèrent une évolution similaire à celle des dômes et *lenticulae* de petites échelles et impliquent la prédominance de déformations verticales des terrains ridés. Nous démontrerons en outre que les morphologies particulières observées dans *Thera Macula* ne peuvent être expliquées que par l'existence d'une pente régionale du nord vers le sud propice à l'écoulement gravitaire de matériel. Les temps de formation d'une structure de ce type ont également été estimés moyennant toutefois d'importantes suppositions sur la nature et la rhéologie de la matrice sombre de *Thera*. Enfin, nous proposons une comparaison de structures ponctuelles du même type présentes à la surface d'Europe.

2. Localisation et contexte régional

La structure étudiée, *Thera Macula* (centrée à $\sim 47,7^\circ\text{S}$ & $180,9^\circ\text{W}$), appartient à l'hémisphère sud et se présente sous la forme d'une lentille oblongue d'environ 140 km du NW au SE sur 80 km du NE au SW. Elle se situe juste au sud de l'extrémité est d'un linéament majeur d'Europe longeant le $40^{\text{ème}}$ parallèle sud (*Agenor Linea*) et à l'ouest d'une structure un peu plus allongée, de dimensions similaires, *Thrace Macula* (centrée à $\sim 46,6^\circ\text{S}$ & $171,2^\circ\text{W}$) et dont l'origine cryomagmatique fut proposée sur la base des observations *Voyager* (Wilson et al. 1997).

A plusieurs reprises, la caméra SSI de *Galileo* a imagée la région à basse résolution ($3,3 \text{ km.pixel}^{-1}$ lors de l'orbite E6 et $1,4 \text{ km.pixel}^{-1}$ lors de l'orbite E14) et à moyenne résolution

(~300 m.pixel⁻¹ lors de l'orbite E17). *Thera* et *Thrace Maculae* (figure 4.1) recourent un grand nombre de structures linéaires des plaines ridées plus claires, mais ne sont pas traversées par d'autres structures. Ces deux structures, espacées d'environ 100 km, sont donc stratigraphiquement récentes dans l'histoire géologique d'Europe et sont probablement même contemporaines l'une de l'autre. Toutefois, elles semblent toutes deux isolées des structures chaotiques classiques dont la zone d'abondance maximale se trouve plus au nord, autour de l'équateur.

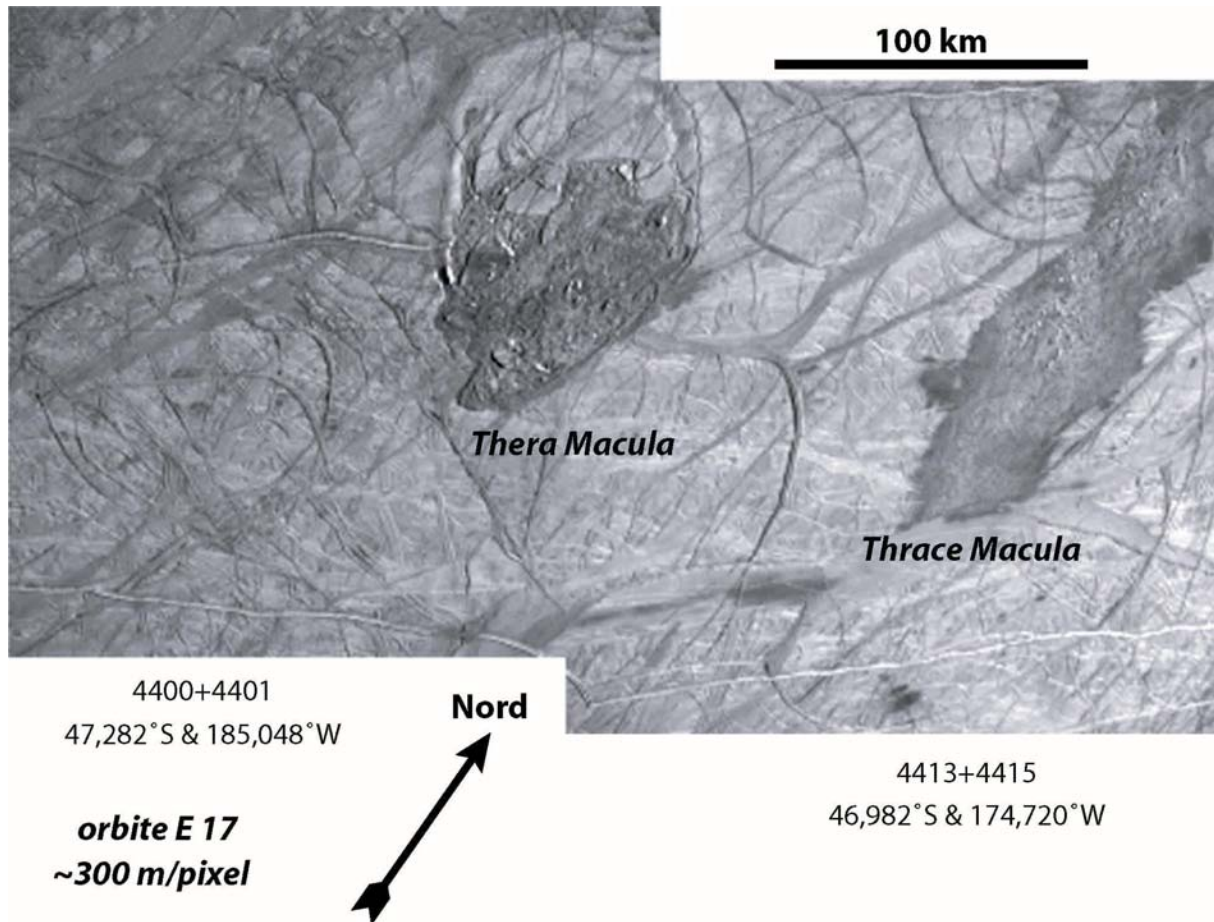


Figure 4.1

Mosaïque d'images de la région de Thera et Thrace Maculae dans l'hémisphère sud d'Europe. Les coordonnées du centre des images et les références des images sont indiquées.

3. Observations générales au sein de Thera Macula

On distingue à première vue (figure 4.2) deux unités distinctes s'étalant sur des surfaces similaires, l'une sombre et rugueuse (notée *mr* sur la figure 4.2) d'environ 5000 km² ; l'autre claire et portant l'héritage des plaines ridées environnantes (notée *bb* sur la figure 4.2)

d'environ 3500 à 4000 km². La limite entre ces deux unités est assez irrégulière mais coupe transversalement *Thera Macula* en position quasi-centrale.

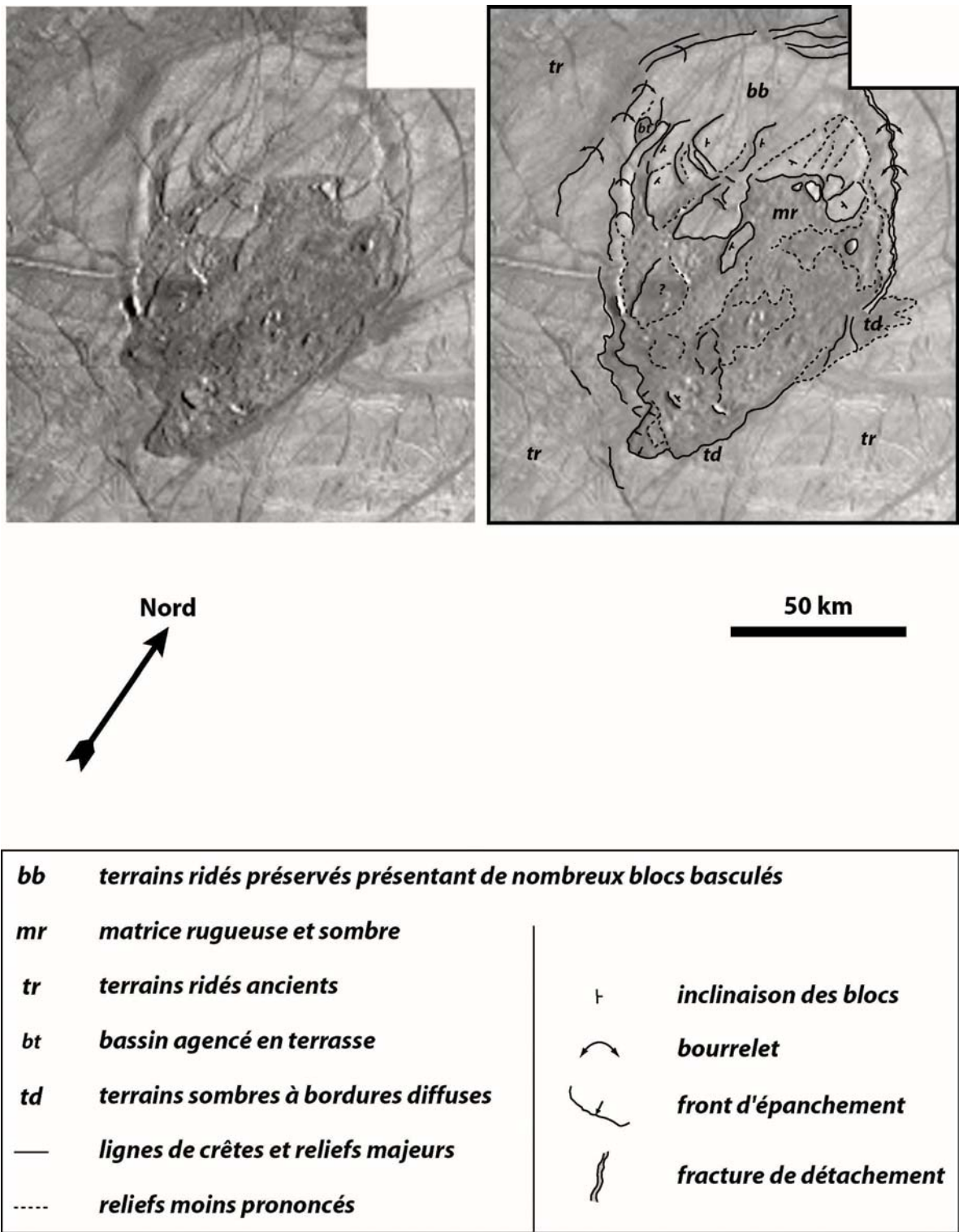


Figure 4.2 Schéma morpho-structural de Thera Macula

3.1. La zone « chaotique » sombre et rugueuse (notée mr sur la figure 4.2)

Il s'agit de la partie SE de *Thera Macula*. Elle apparaît très irrégulière, constituée d'une matrice rugueuse et d'albédo faible. Elle renferme en outre des blocs de tailles variées surélevés par rapport à la matrice. Certains de ces blocs sont basculés, semi-enfoncés dans la matrice. On observe, depuis le NW vers la bordure SE de cette zone, une diminution brusque de la taille des blocs : les gros blocs sont localisés à proximité de la limite.

A l'est, le matériel sombre reste confiné sous le niveau des plaines ridées dans une dépression bordée de falaises qui délimitent bien *Thera Macula*. Tandis qu'au sud, du matériel sombre déborde sur les plaines ridées environnantes, formant ainsi un escarpement de plusieurs centaines de mètres de hauteur. Ces débordements s'atténuent progressivement vers le NW et le NE pour céder la place aux falaises. Des tâches sombres et diffuses dans les unités ridées anciennes sont visibles sur la bordure est ainsi qu'en avant des débordements sur la bordure sud de *Thera Macula*. Ces tâches pourraient bien être des indices d'infiltration de matériel relativement liquide provenant de la matrice.

L'ensemble de ces observations tend à rapprocher *Thera Macula* d'une structure chaotique classique de type « *Conamara Chaos* » (voir la figure 4.21 et la section 4.7). Il est à noter toutefois un débordement plus important de matériel provenant de la matrice en comparaison avec *Conamara Chaos*, ainsi que des indices de probables infiltrations de matériel très peu visqueux au front de ces débordements.

3.2. La zone claire et ridée (notée bb sur la figure 4.2)

Du point de vue de la texture et de l'albédo, elle est -de beaucoup- plus proche des terrains ridés environnants que de la zone chaotique de *Thera Macula*. Les structures linéaires des terrains ridés s'y prolongent de façon plus ou moins continue. En revanche, du point de vue de la déformation, on retrouve des blocs basculés et parfois partiellement démantelés. Cette zone fait donc bien partie de *Thera* et semble avoir eu une histoire tectonique similaire à la partie chaotique de *Thera Macula*. Les bordures sont moins marquées mais les falaises se prolongent nettement au NE en un front de déformation. Ce front est constitué d'une zone fracturée située au sommet d'un bourrelet et liées au détachement de terrains ridés plongeant vers l'intérieur de *Thera Macula* (soulignés par des flèches arquées sur la figure 4.2).

A l'ouest, on n'observe pas les fractures de détachement mais le bourrelet est toujours présent. Il se divise en deux vers le NW, délimitant ainsi l'emplacement d'une terrasse

constituée de matériel plus sombre. Les bourrelets à l'ouest et au NE convergent vers l'extrémité NW de *Thera Macula* sans se rejoindre franchement.

Au centre de cette zone, on retrouve des terrains ridés d'albédo élevé mais déformés en de nombreux endroits. On distingue notamment quelques escarpements localisés présentant tous la même morphologie de type « cuesta » : une pente douce s'élevant depuis le NE vers le SW qui débouche sur une falaise abrupte de quelques dizaines à quelques centaines de mètres. Ces structures localisées semblent dessiner les bordures de blocs basculés en cours de démantèlement au moment de la mise en place de *Thera Macula*.

Les terrains appartenant à cette zone demeurent toujours plus hauts que la matrice de la zone chaotique et s'en distinguent très nettement.

Les observations effectuées sur ces deux zones indiquent qu'elles sont tectoniquement liées et font de *Thera Macula* une structure fortement asymétrique qui nécessite une analyse détaillée. A titre de comparaison son compagnon, *Thrace Macula*, présente un certain nombre de points communs (i.e. une matrice sombre et rugueuse débordant fortement sur les terrains ridés et présentant des indices d'infiltration sur des surfaces beaucoup plus importantes), mais ne semble pas posséder ce caractère bipolaire.

4. Analyse topographique et mise en évidence d'une pente régionale

L'analyse de la topographie n'est pas très aisée sur Europe dans la mesure où aucun altimètre ne fut embarqué à bord de *Galileo*. A défaut de mesures absolues de l'altitude, nous avons du nous contenter, pour interpréter les images, d'estimer les variations de relief à partir des ombres portées et des surfaces ensoleillées en utilisant les angles d'incidence solaire et d'émission. Avant de mesurer des distances, nous avons tout d'abord dû procéder à une correction des résolutions horizontales et verticales à partir du centre de l'image (pixel où les caractéristiques géométriques de l'acquisition sont définies).

4.1. Méthode de correction des résolutions

Les seules données disponibles sur les deux images de cette mosaïque sont les caractéristiques géométriques calculées sur le pixel central lors de l'acquisition (voir la section 1.2. du chapitre 1). Il faut donc, dans un premier temps, calculer la distance

loxodromique Dlx entre les deux centres de coordonnées en latitudes et longitudes (θ, φ) connues :

$$Dlx = R_E \times \arccos[\sin\theta_1 \sin\theta_2 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] \quad \text{éq.(4.1)}$$

avec R_E le rayon d'Europe.

Le rapport entre la distance parcourue par *Galileo* et la distance entre *Galileo* et le centre des images étant très faible (i.e. de l'ordre de $2,95.10^{-3}$), nous avons considéré la sonde comme étant immobile. Dès lors, la géométrie entre les deux acquisitions ne va dépendre principalement que de la sphéricité d'Europe. Nous allons donc utiliser le rapport adimensionné constant γ quelle que soit la distance $D_{1/x}$ entre un point situé sur l'axe Dlx et un centre de référence (centre de l'image 1 dans ce cas) :

$$\gamma = \frac{Dlx}{(D_{G/2} - D_{G/1})} = \frac{D_{1/x}}{(D_{G/x} - D_{G/1})} \quad \text{éq.(4.2)}$$

où $D_{G/1}$, $D_{G/2}$ et $D_{G/x}$ représentent les distances entre *Galileo* et respectivement le centre de l'image 1, le centre de l'image 2 et un point situé sur l'axe Dlx reliant les deux centres.

Il est ainsi possible de calculer en tous points du segment Dlx les résolutions horizontales et verticales en introduisant les relations suivantes :

$$\beta_h = \frac{(rh_2 - rh_1)}{(D_{G/2} - D_{G/1})} \quad \text{et} \quad \beta_v = \frac{(rv_2 - rv_1)}{(D_{G/2} - D_{G/1})} \quad \text{éq.(4.3 et 4.4)}$$

où rh et rv représentent les résolutions horizontales et verticales aux centres des images 1 et 2, et les rapports β s'expriment en pixel^{-1} .

En utilisant les équations 4.1 à 4.4, on peut déduire les variations de résolution selon Dlx :

$$rh_x = \beta_h \frac{D_{1/x}}{\gamma} \pm rh_1 \quad \text{et} \quad rv_x = \beta_v \frac{D_{1/x}}{\gamma} \pm rv_1 \quad \text{éq.(4.5 et 4.6)}$$

Des distances peuvent ainsi être mesurées en comptant le nombre de pixels sur les images.

Il est à noter que les résolutions recalculées ne sont précisément valables que sur l'axe Dlx , cependant, comme le montre la figure 4.1, *Thera Macula* se situe à proximité du centre de l'image 1 de référence et est recoupée par l'axe Dlx dans sa partie sud. Les mesures effectuées au sein de la matrice chaotique restent donc relativement fiables.

4.2. Méthode de détermination des reliefs

En fonction de leur orientation par rapport au soleil, les reliefs sont ensoleillés ou projettent une ombre dont l'extension au sol dépend de la hauteur du relief et de l'angle d'incidence du soleil. Afin d'évaluer au premier ordre la pente régionale à l'échelle de *Thera*

Macula, nous avons mis au point une méthode de détermination des hauteurs de chaque pallier basée sur un raisonnement selon deux dimensions : c'est à dire que nous considéreront que l'angle *Galileo*-surface-soleil est compris dans un plan.

4.2.1. Cas des ombres portées

Sur ces images, le soleil illumine la surface depuis l'est vers l'ouest (point subsolaire à $\sim 2^\circ\text{N}$ & 146°W), tandis que *Galileo* observe cette même surface approximativement depuis le NW vers le SE (nadir à $\sim 9^\circ\text{S}$ & 217°W). Le schéma 4.3 illustre la configuration géométrique d'un escarpement projetant une ombre portée lors de l'acquisition. En raisonnant sur ce schéma, il est possible d'exprimer la hauteur (h) de l'escarpement en fonction de la distance mesurée sous l'angle de vue de *Galileo* (d) et des angles d'incidence solaire (α_i) et d'émission (α_e) :

$$h = \frac{d \times \cos(\alpha_i) \times \cos(\alpha_e)}{\sin(\alpha_e + \alpha_i)} \quad \text{éq. (4.7)}$$

On se rend bien compte que dans ce cas précis, la pente de l'escarpement ne joue *a priori* pas sur l'ombre portée sauf si l'angle de la pente est inférieur à $\frac{\pi}{2} - \alpha_i$, au quel cas l'on ne devrait évidemment pas observer d'ombre portée.

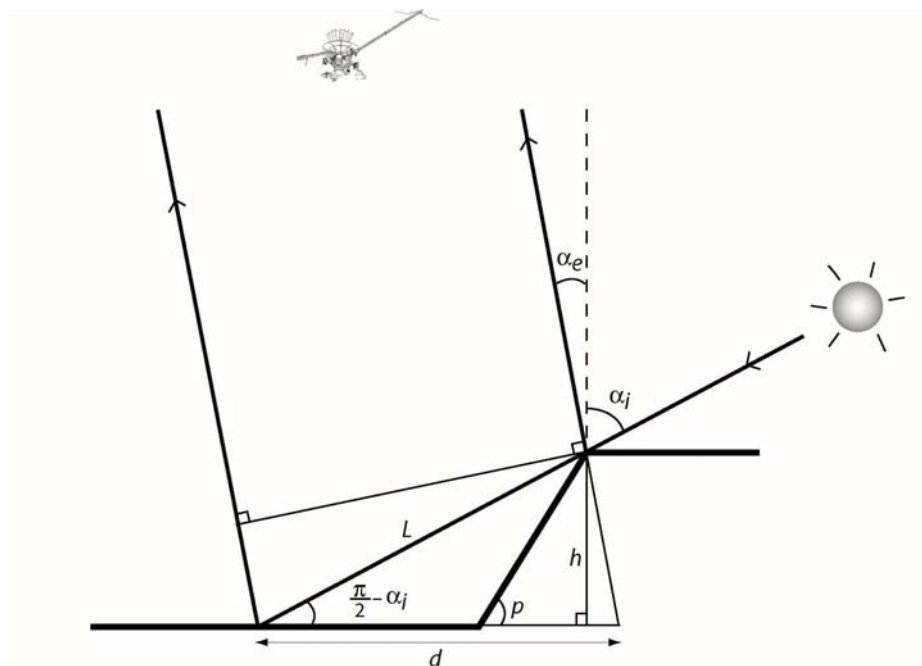


Figure 4.3

Méthode de détermination des hauteurs des escarpements produisant une ombre portée. Les annotations se réfèrent à l'équation 4.7.

4.2.2. Cas des escarpements ensoleillés

Lorsque l'escarpement se présente face au soleil, l'approche devient un peu plus complexe dans la mesure où la pente va avoir une influence directe importante sur la hauteur de l'escarpement. Afin de résoudre ce problème, nous allons considérer le cas d'une réflexion intégralement spéculaire, c'est à dire que l'on considère la surface comme un plan de réflexion idéal sans déviation angulaire entre la lumière incidente et la lumière réfléchie. Dans ce cas, la composante lambertienne de la fonction de réflectance bidirectionnelle est négligeable par rapport à la composante spéculaire. Comme le montre la figure 4.4, la pente p peut alors s'exprimer en fonction de α_i et α_e :

$$p = \frac{\alpha_i - \alpha_e}{2} \quad \text{éq.(4.8)}$$

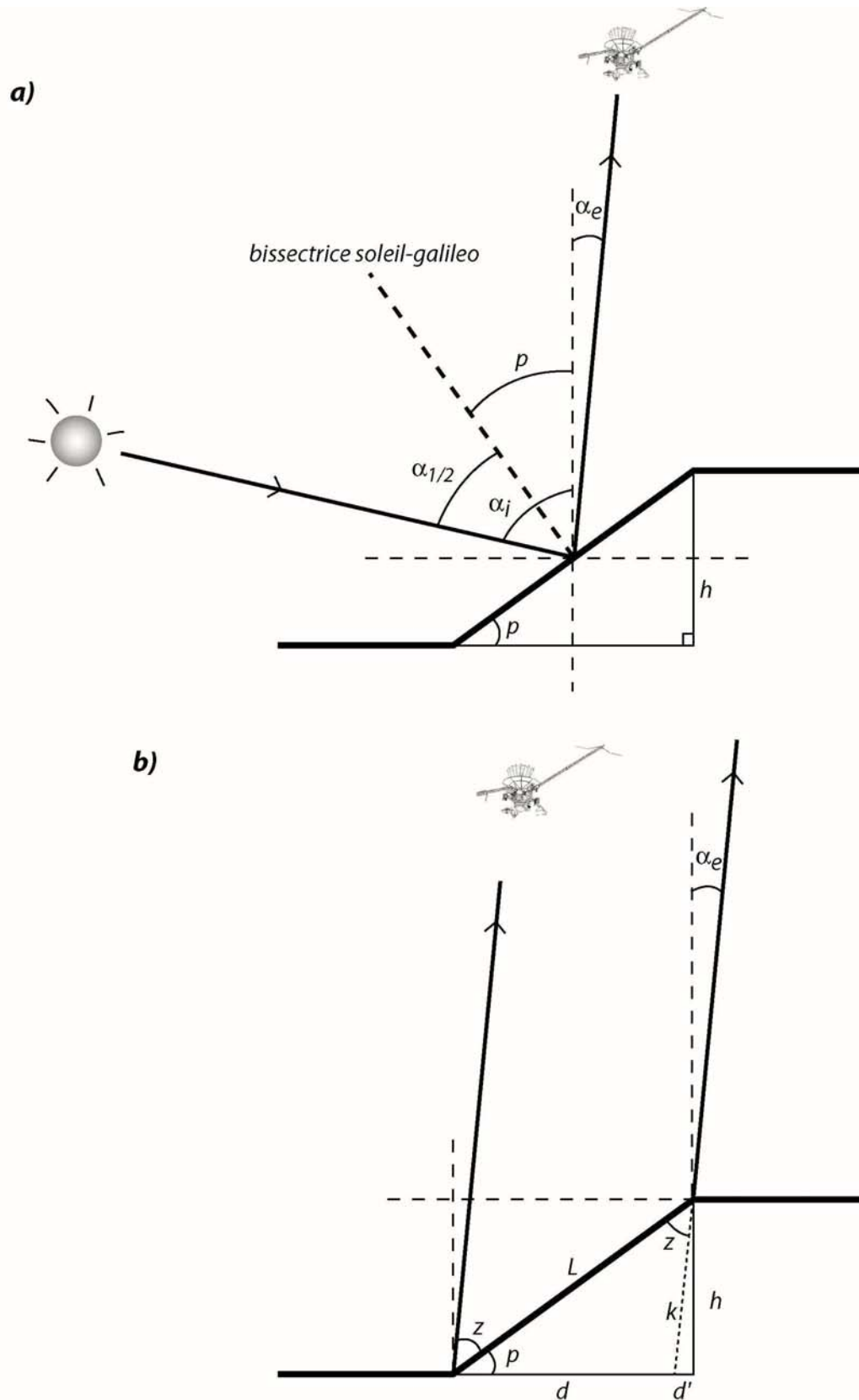
Dans ce cas, on obtient directement la hauteur de l'escarpement :

$$h = k \times \cos(\alpha_e) \quad \text{éq.(4.9)}$$

où $k = \frac{\sin(p) \times d}{\sin(z)}$ avec $z = \frac{\pi}{2} - \alpha_e - p$ éq.(4.10)

Le cas d'une réflexion totalement spéculaire est idéal. Nous avons donc évalué l'influence d'une déviation angulaire entre l'angle d'incidence et l'angle de réflexion en utilisant la géométrie décrite sur la figure 4.5. Dans le cas d'une réflexion spéculaire, la bissectrice de l'angle soleil-surface-*Galileo* est également la normale au plan illuminé (i.e. l'escarpement). Les pentes ont donc été recalculées en introduisant un angle θ correspondant à un décalage artificiel de la normale au plan illuminé par rapport à la bissectrice de l'angle soleil-surface-*Galileo*. Ce décalage peut être interprété en terme d'inclinaison de la pente de l'escarpement produisant une réflexion bidirectionnelle de composante lambertienne non négligeable. Ce point est discuté dans le paragraphe suivant.

Grâce aux mesures de la largeur des ombres portées et des surfaces illuminées sélectionnées sur les images, nous allons pouvoir, par le biais de cette méthode, déterminer la hauteur des escarpements et calculer une pente régionale à l'échelle de *Thera Macula* au cours du paragraphe qui suit.

**Figure 4.4**

Méthode de détermination de la hauteur des escarpements ensoleillés. (a) Annotations et relations géométriques utilisées pour le calcul de la pente de l'escarpement dans l'équation 4.8. (b) Annotations et relations géométriques utilisées pour le calcul de la hauteur de l'escarpement (équations 4.9 et 4.10).

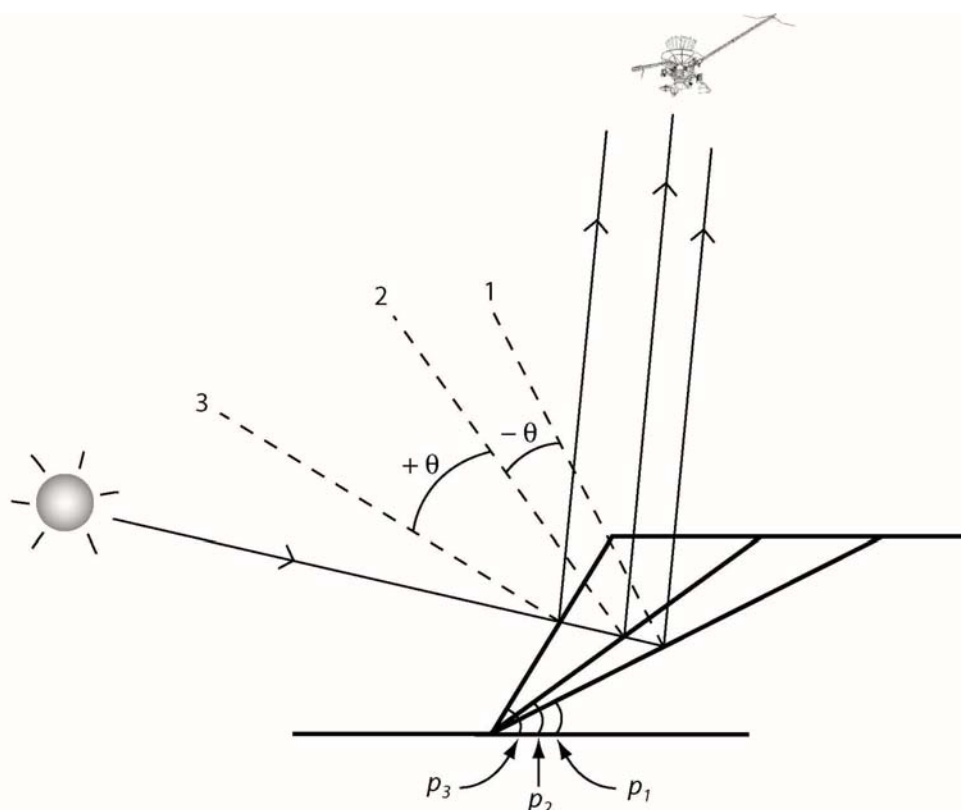


Figure 4.5

Déviations du cas de réflexion spéculaire idéale et influence sur la pente des escarpements ensoleillés. Les normales aux plans inclinés sont en pointillés et les numéros se réfèrent aux pentes. La géométrie n°2 est le cas d'une réflexion spéculaire idéale : la normale au plan incliné est également la bissectrice de l'angle Soleil-Surface-Galileo. Les géométries 1 et 3 présentent un écart de $\pm\theta$ par rapport au cas idéal.

4.3. Mise en évidence et calcul de la pente régionale

La topographie de la zone NW reste relativement homogène. Elle est uniquement affectée par des accidents (fractures étroites) délimitant des blocs en cours de fragmentation voire même, en plusieurs endroits, des blocs basculés qui forment en surface des reliefs de type « cuesta » (voir les figures 4.2 et 4.6). Une coupe orientée NE-SW dans ce secteur résume bien cette morphologie et l'interprétation qui en est faite (figure 4.7 A-A').

La zone chaotique au SW est en revanche parsemée de blocs de tailles très variables et de petits escarpements sinueux que l'on peut suivre sur de grandes distances de façon presque continue (figure 4.6). On peut en effet individualiser 3 à 4 niveaux successifs correspondant à des paliers depuis le nord vers le sud. La figure 4.7 B-B' représente un profil topographique orienté NW-S qui montre bien cet échagement en terrasses.

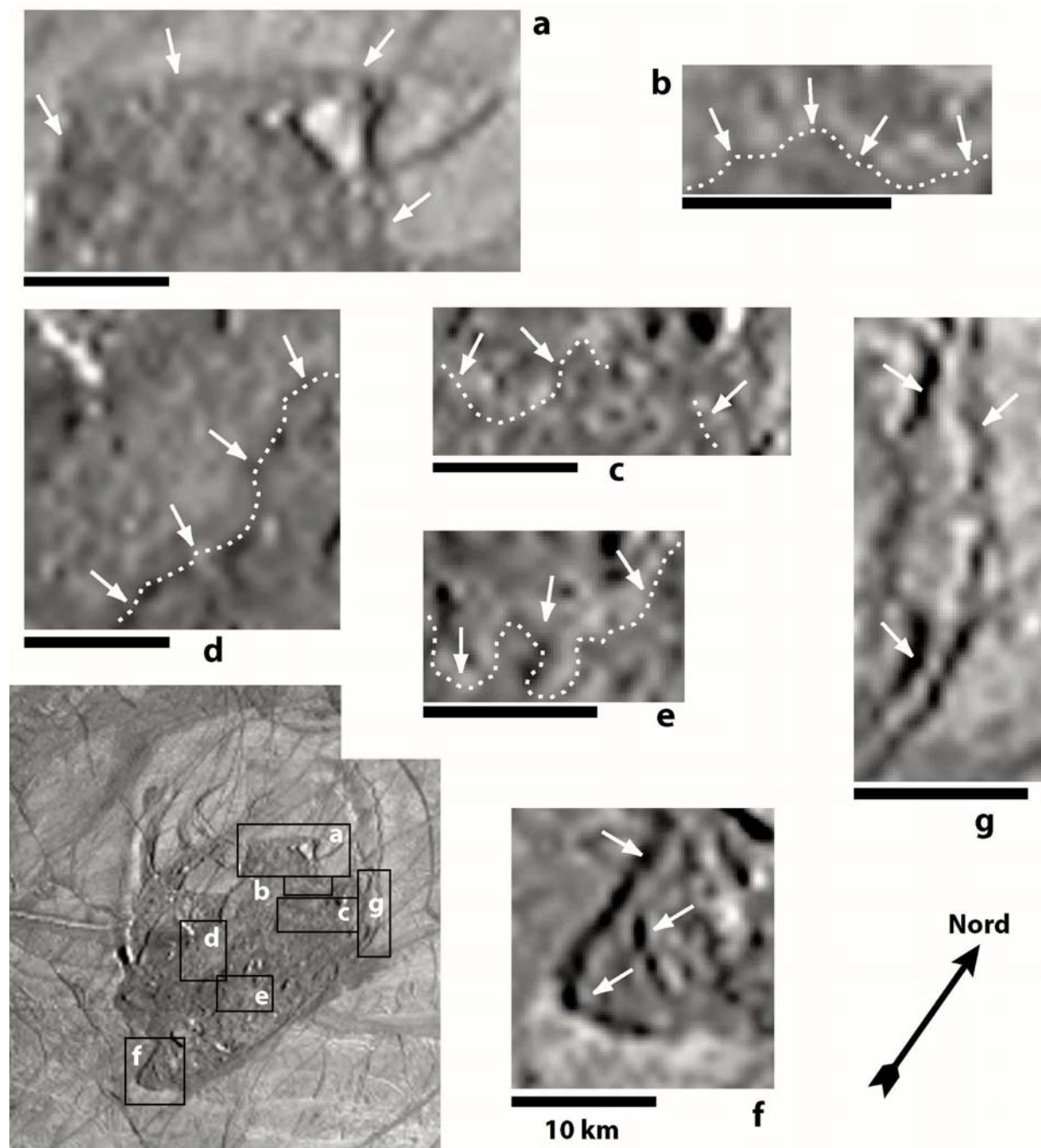
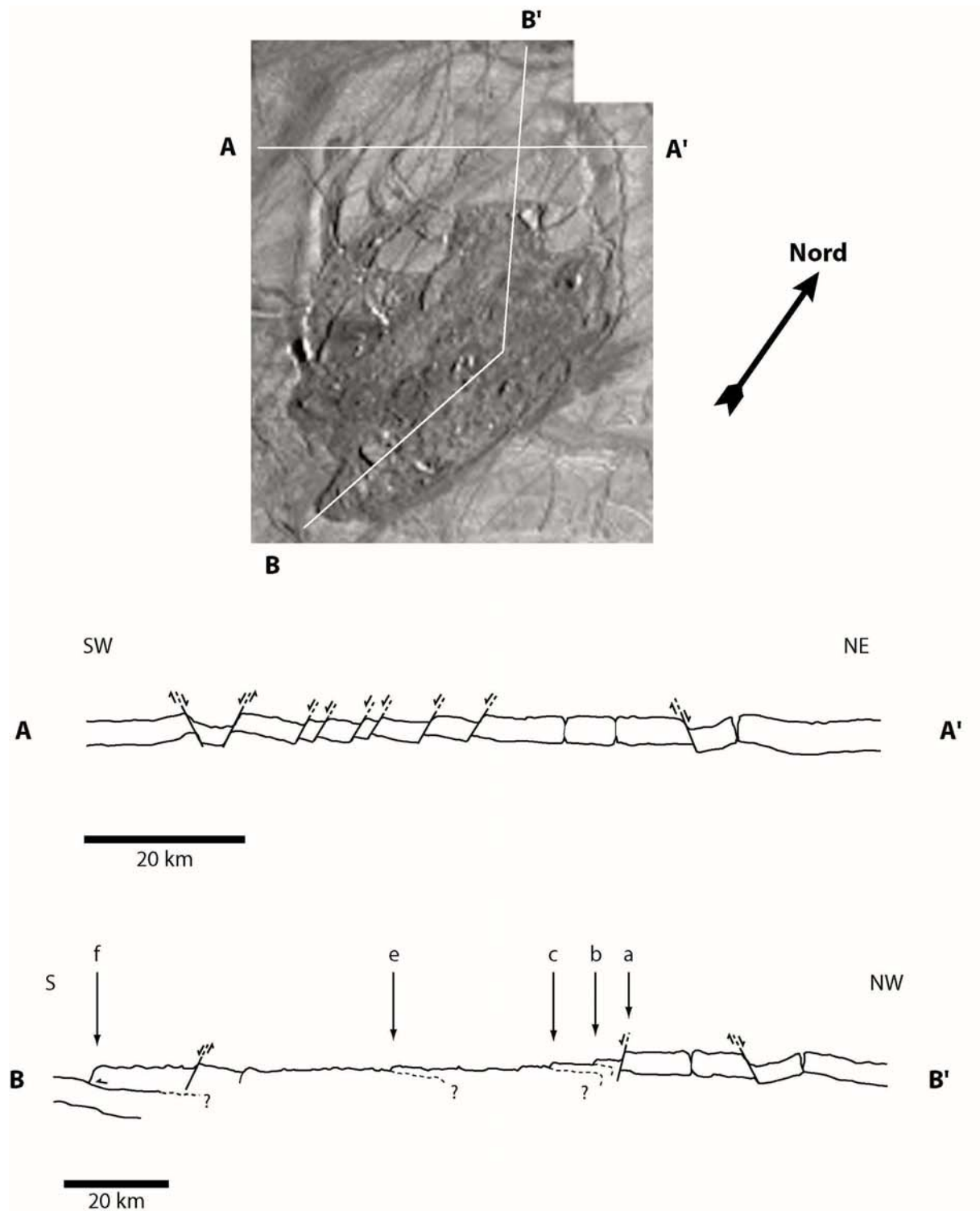


Figure 4.6

Détails de la matrice chaotique. Au nord, la matrice est bordée de falaises (a, g). Des escarpements sinueux et lobés s'étendent sur de grandes distances (b, c, d et e). Ces morphologies en paliers rappellent celles des coulées volcaniques terrestres. Une falaise d'~350 m projetant une ombre s'élève à l'extrémité sud de Thera (f). Les barres d'échelle mesurent toutes 10 km.

Les hauteurs de chaque escarpement ont pu être estimées en utilisant la méthode décrite ci-dessus. Nous sommes ainsi parvenus à calculer le dénivelé total sur *Thera Macula* et à mettre en évidence l'existence d'une pente régionale le long du profil NW-S (voir la figure 4.7).

**Figure 4.7**

Coupes SW-NE et S-NW sur Thera Macula. Les épaisseurs ne sont pas à l'échelle. Elles servent uniquement de marqueurs de la déformation. Les lettres se rapportent aux observations de la figure 4.6 et marquent l'emplacement des escarpements.

La table 4.1 présente les résultats obtenus sur l'ensemble de ce profil pour des distances minimales et maximales mesurées.

détail	orientation	palier	nombre de pixels	hauteur (m)	
				minimum	maximum
a	ensoleillé	1	5 à 7	106,78	149,50
b	ensoleillé	2	3 à 5	64,07	106,78
c	ensoleillé	3	2 à 4	42,71	85,43
d	ensoleillé	2 ?	5 à 6	105,16	126,20
e	ensoleillé	3	3 à 5	63,10	105,16
f	à l'ombre	4	4 à 6	291,39	437,09
g	à l'ombre	1	4 à 7	302,80	529,90
hauteur totale				568,06	883,96
Pente (%)				0,34	0,53
pente moyenne				0,44 ± 0,09 %	

Table 4.1 Mesures des hauteurs minimales et maximales des escarpements. La méthode de calcul utilisée est mentionnée dans la colonne « orientation » et les lettres dans la colonne « détail » se réfèrent aux annotations des figures 4.6 et 4.7. Les zones grisées contiennent les valeurs utilisées pour calculer la pente régionale.

La figure 4.8 permet de suivre la hauteur totale cumulée en fonction de la distance le long du profil. La pente de cette courbe est donc représentative de la pente régionale à l'échelle de *Thera Macula* et l'écart entre les deux courbes est représentatif de l'incertitude sur les mesures. Nous avons ainsi calculé une pente régionale depuis le nord vers le sud comprise entre 0,34 et 0,53 %, soit une valeur moyenne de $0,44 \pm 0,09$ %. Les lettres reportées sur le profil NW-S de la figure 4.7 marquent l'emplacement des escarpements pris en compte ici.

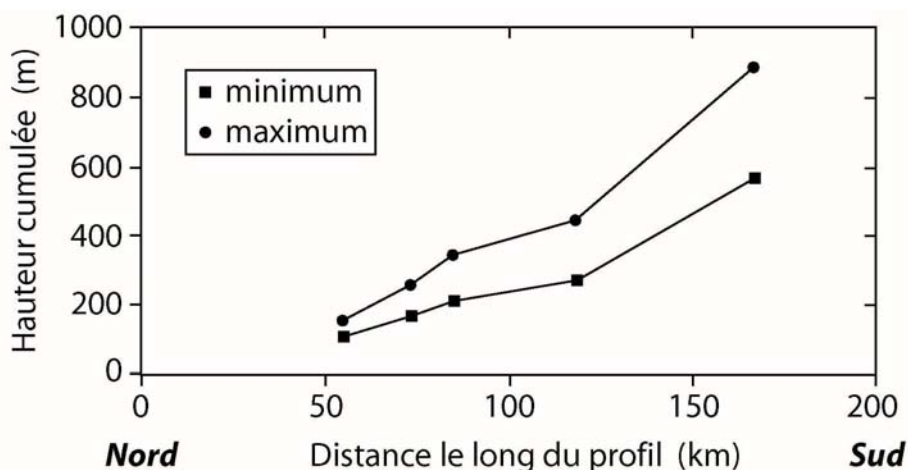


Figure 4.8

Hauteurs cumulées mesurées le long du profil B-B' de la figure 4.7 en fonction de la distance. L'écart entre les deux courbes est significatif de l'erreur sur les mesures. Les points marquent l'emplacement et la hauteur des escarpements et la pente des courbes n'est autre que la pente régionale à l'échelle de *Thera Macula*.

La mesure des hauteurs par la méthode des ombres portées est assez fiable, en revanche, celle de la hauteur des escarpements ensoleillés fait intervenir l'hypothèse d'une réflexion totalement spéculaire. Or, dans le calcul de la pente régionale, la grande majorité des escarpements sont ensoleillés et nécessite ce genre d'hypothèse (un seul escarpement projette une ombre portée). Nous avons donc évalué les variations de la pente des escarpements ensoleillés et donc de la pente régionale en considérant un écart par rapport à ce type de géométrie (voir la figure 4.5). La figure 4.9 montre l'influence d'un décalage de $\theta = \pm 5^\circ$ sur la pente régionale. Dans cette gamme de θ , la valeur de la pente régionale varie de 0,18 à 0,88 % (soit $0,53 \pm 0,35$ %). Nous considérerons par la suite une valeur raisonnable de la pente régionale de 0,5 %, soit une inclinaison de $\sim 0,3^\circ$.

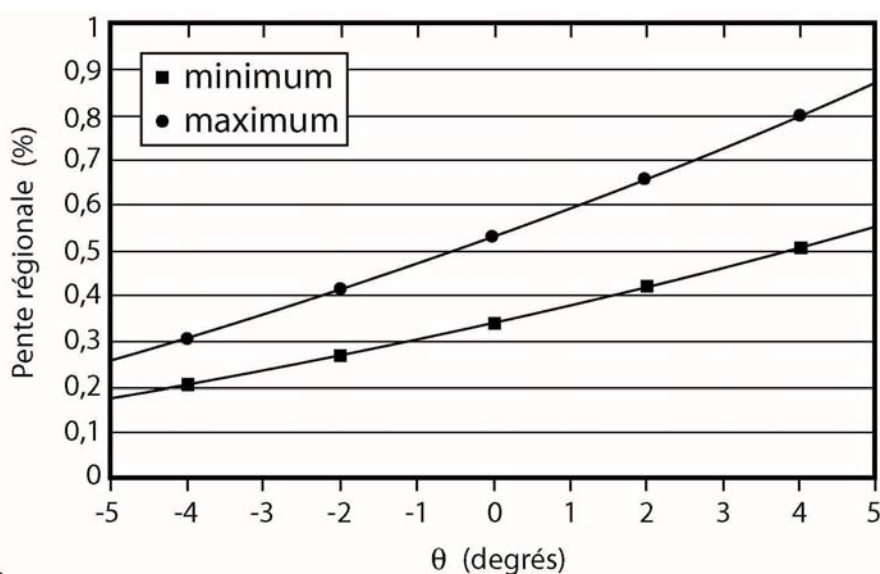


Figure 4.9

Variation de la pente régionale minimale et maximale si l'on considère une géométrie décalée d'un angle θ par rapport à une réflexion spéculaire idéale (voir la figure 4.5). Pour un décalage de $\pm 5^\circ$, la pente varie de 0,18 à 0,88%.

5. Intégration d'observations appuyant l'existence d'une pente régionale

Les bordures est et ouest de *Thera Macula* présentent une asymétrie topographique relativement modeste, certes, mais qui coïncide avec l'existence d'une pente régionale N-S. La bordure NE est cerclée par une ou deux failles de détachement concentriques qui marquent l'effondrement de pans pluri-kilométriques de terrains ridés préexistants vers le centre de *Thera Macula*. Ces fractures se prolongent vers le NW au sommet d'un bourrelet de plusieurs kilomètres de largeur. En revanche, la bordure SW ne présente pas ces fractures de détachement, mais on y distingue tout de même plusieurs bourrelets de dimensions similaires.

Ces différences morphologiques et l'atténuation latérale progressive du système de bourrelets et de fractures concentriques vers le NW marquent une variation de la réponse du matériel crustal superficiel. Une différence de niveau topographique entre le NW et le SE de *Thera Macula* pourrait en être la cause.

Les blocs basculés formant les « cuesta » de la zone claire peu déformée présentent presque tous un pendage vers la zone chaotique, c'est à dire vers le centre de *Thera Macula*. Le basculement peut être d'origines diverses. **1)** La base des blocs a pu subir une fusion partielle ou une érosion inhomogène au cours du temps. La disparition d'une fraction basale des blocs implique donc un rééquilibrage isostatique par basculement. L'orientation des pendages indique dès lors une érosion préférentielle des blocs à la périphérie de *Thera Macula*. **2)** Les blocs étaient relativement plus élevés avant de s'effondrer vers le centre à la suite d'une déformation verticale importante à l'échelle de la structure (e.g. effondrement d'un dôme). **3)** D'autres hypothèses telles qu'une traction basale des blocs par des courants (d'eau liquide ou de glace) ou encore faisant appel à un impact météoritique peuvent être exclues. D'une part, la force de courants radiaires depuis le centre vers l'extérieur de la structure devrait être considérable pour permettre les basculements observés. D'autre part, un impact météoritique ne permet que très difficilement d'expliquer l'asymétrie de *Thera Macula*. De plus, l'absence d'éjectas secondaires sur les plaines ridées en périphérie est un argument fort pour exclure l'hypothèse d'un tel phénomène.

Les morphologies particulières associées à une analyse topographique peuvent être intégrées de façon cohérente dans un modèle de formation de *Thera Macula* par déformation verticale de terrains ridés présentant une pente régionale du nord vers le sud. Les figures 4.10 et 4.11 retracent les grandes étapes supposées de sa mise en place et proposent un bloc-diagramme synthétique de *Thera Macula*. Du matériel chaud (e.g. 240-260 K) remonte à faible profondeur et exerce une pression à la base de la partie fragile de la « lithosphère ». Un bombement à l'échelle de *Thera Macula* déforme les terrains préexistants et provoque au moins une fracture sommitale médiane. La limite franche entre les deux zones en position quasi-centrale par rapport à l'ensemble de la structure pourrait en constituer la relique. La perte progressive de chaleur du matériel sous jacent entraîne l'augmentation de sa densité et donc, selon le principe de conservation de la masse, une contraction thermique. Le dôme commence dès lors à s'effondrer, de nouvelles fractures apparaissent et les blocs basculent vers le centre de *Thera Macula*. Les observations de la surface indiquent fortement que le matériel a été suffisamment fluide pour s'écouler et même « dégueuler » au sud. La configuration en terrasses de la topographie et l'existence d'une pente régionale nord-sud depuis la falaise

médiane (observation a de la figure 4.6) vers la bordure sud de *Thera Macula* (observation f de la figure 4.6) attestent d'une direction préférentielle d'écoulement vers le sud. Les terrasses superposées mises en évidence dans la zone chaotique semblent indiquer une succession de 3 à 4 épisodes cryomagmatiques majeurs.

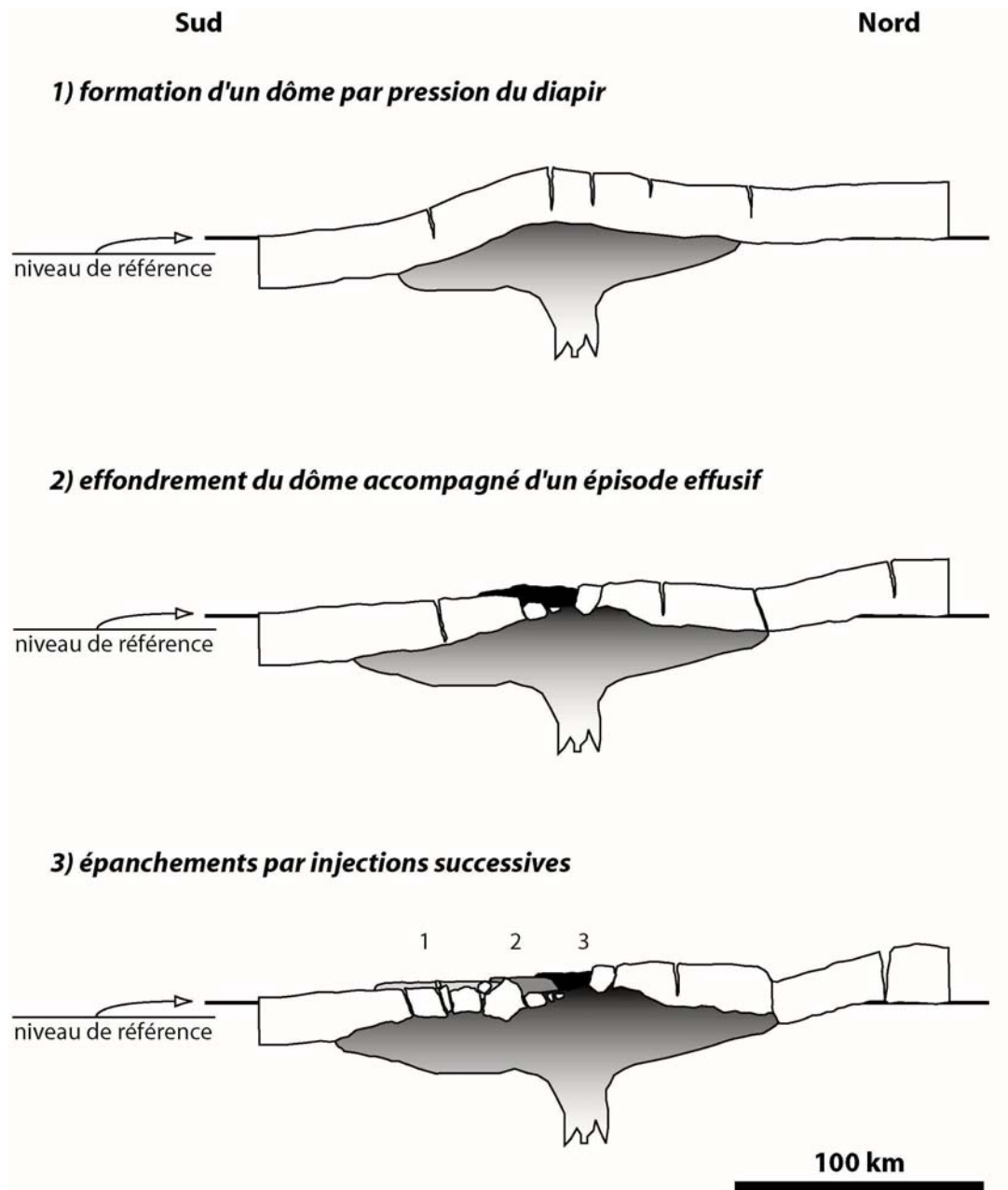


Figure 4.10

Modèle de mise en place de Thera Macula construit sur la base des observations morpho-structurales. Sous la pression d'un diapir de glace "chaude" peu dense, la croûte superficielle rigide forme un bombement de l'ordre de 100 km de diamètre. La tension maximale au sommet du méga-dôme produit une fracture médiane qui traverse intégralement la croûte rigide. Cette brèche autorise l'épanchement du matériel diapirique et/ou du résidu de la fusion basale de la croûte superficielle. La pente régionale N-S permet l'écoulement de ce matériel vers le sud. La configuration en terrasses de la matrice chaotique suggère une mise en place par injections successives.

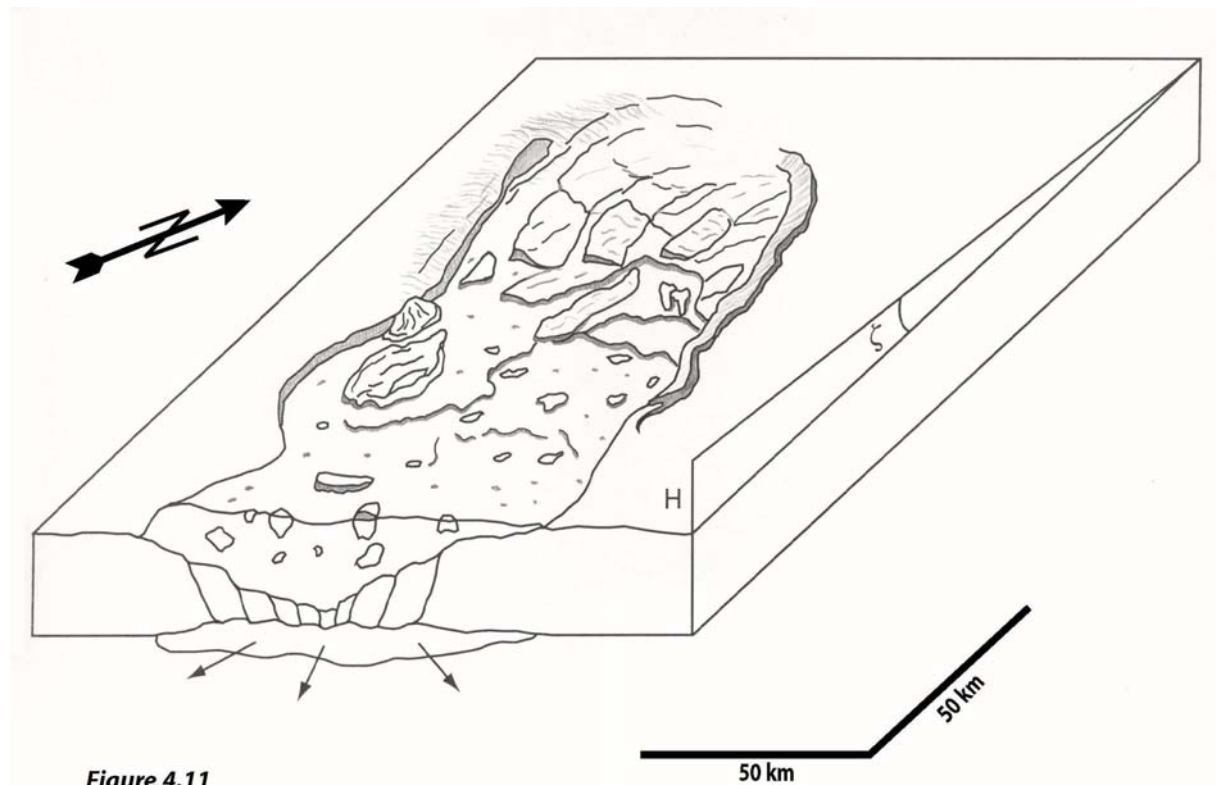


Figure 4.11

Bloc-diagramme synthétique de Thera Macula. Du matériel s'est manifestement écoulé en surface par paliers vers le sud. Il est également probable que du matériel diapirique ait flué sous la croûte rigide superficielle (flèches). Au cours de la mise en place des épanchements, cette croûte rigide a certainement subi un amincissement par érosion thermique et fusion partielle, individualisant ainsi des blocs entraînés dans la coulée et un système de blocs basculés s'affaissant sous le poids des épanchements.

6. Implications dynamiques du modèle proposé

Nous avons interprété les morphologies associées à *Thera Macula* en terme de bombement de la surface à grande échelle. La rupture médiane du dôme et une pente régionale N-S aurait ainsi favorisé le déversement de matériel fluide vers le sud. Nous testerons ce type de modèle au cours de cette section en proposant une estimation des temps de mise en place de *Thera Macula*.

6.1. Soulèvement d'un dôme

L'hypothèse de la formation de *Thera Macula* par soulèvement d'un dôme à grande échelle émerge d'observations morpho-structurales et du caractère asymétrique de *Thera*. Si l'on considère que le matériel sous-jacent exerce une pression sur une croûte élastique rigide, il est possible d'appliquer les modèles de flexure, de vérifier la validité de notre hypothèse et

d'en déduire des informations sur les pressions nécessaires, les dimensions du dôme et les épaisseurs de croûte élastique associées.

L'inflexion maximale d'une plaque rigide soumise à une contrainte verticale σ_{zz} est quantifiée par une relation du type (Turcotte et Schubert 1982) :

$$w_0 = \frac{L^4 \sigma_{zz}}{384 \times D} \quad \text{éq.(4.11)}$$

avec L le diamètre de l'inflexion et D la rigidité flexurale de la croûte élastique qui s'écrit :

$$D = \frac{Y \cdot z^3}{12(1-\nu^2)} \quad \text{éq.(4.12)}$$

où ν est le ratio de poisson ($\sim 0,33$ pour la glace) et z l'épaisseur de la croûte rigide. Le module d'Young Y demeure mal contraint à la surface d'Europe. Il est estimé entre $6 \cdot 10^7$ Pa (comparable à une plaque fracturée) et $6 \cdot 10^9$ Pa (comparable à la banquise terrestre, Williams et Greeley 1998). Si l'on considère le cas de l'ascension d'un diapir répondant à une différence de densité $\delta\rho$, on peut exprimer D de la façon suivante :

$$D \approx \frac{\alpha^4 \cdot \delta\rho \cdot g}{4} \quad \text{éq.(4.13)}$$

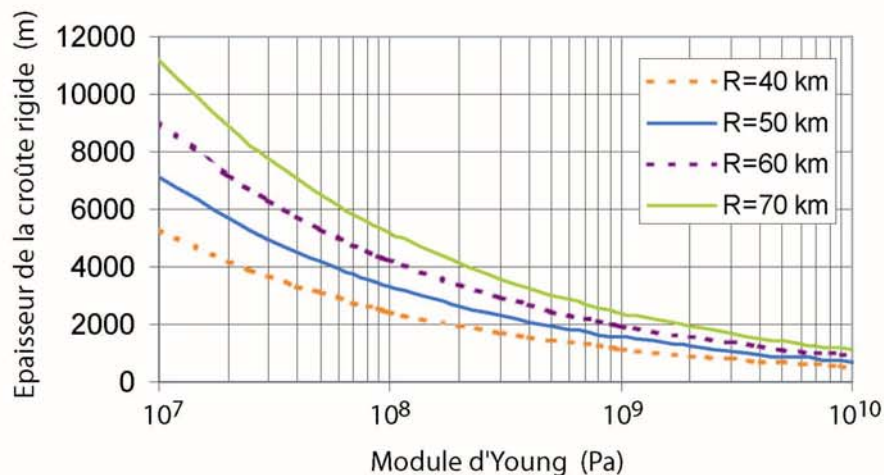
avec $\alpha = \frac{r}{\pi}$ où r est le rayon de l'inflexion. On peut ainsi s'affranchir de l'inflexion maximale et représenter directement l'influence du module d'Young sur l'épaisseur de la croûte élastique :

$$z = \left[\frac{12(1-\nu^2) \alpha^4 \cdot \delta\rho \cdot g}{4Y} \right]^{1/3} \quad \text{éq.(4.14)}$$

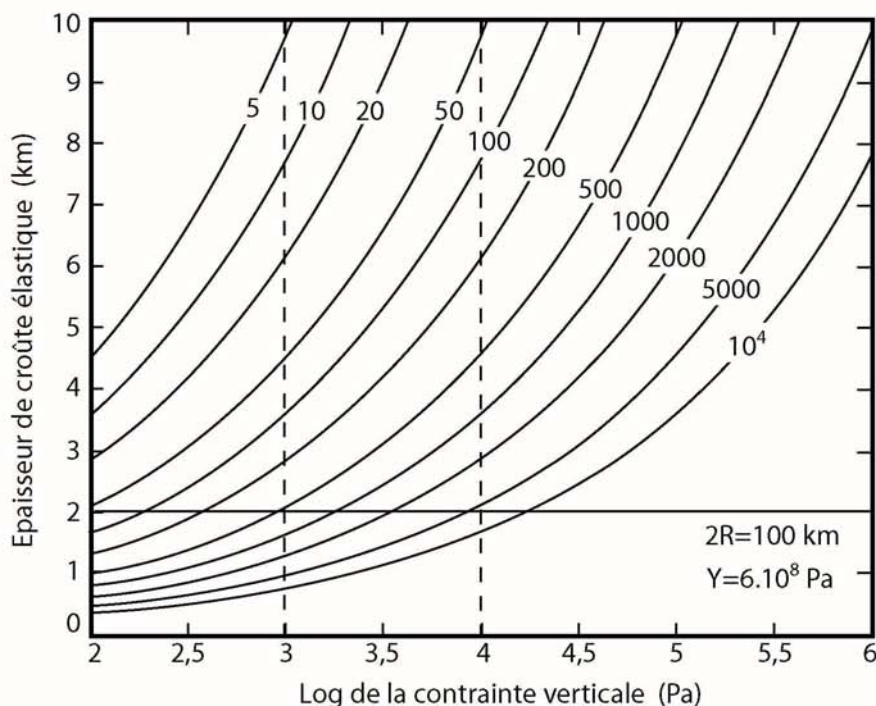
Si l'on prend $r=50$ km (rayon approximatif de *Thera Macula*) et $\delta\rho=16$ kg.m⁻³, la figure 4.12 montre que pour $6 \cdot 10^7$ Pa $< Y < 6 \cdot 10^9$ Pa, l'épaisseur de la croûte rigide varie de 1 km à 4 km. La hauteur maximale du bombement a donc été calculée en fonction de l'épaisseur de la croûte et de la contrainte verticale exercée à sa base en utilisant les équations 4.11 et 4.12 :

$$w_0 = \frac{12 \sigma_{zz} (1-\nu^2) L^4}{384 \times Y \times z^3} \quad \text{éq.(4.15)}$$

La figure 4.13 représente l'évolution du bombement avec la contrainte appliquée et l'épaisseur de la croûte élastique pour $Y=6 \cdot 10^8$ Pa. Pour une épaisseur de 1,8 km correspondant à $Y=6 \cdot 10^8$ Pa, on trouve des bombements de 1 à 2 km pour des pressions verticales de 1 à 3 kPa. Le domaine grisé est limité en haut et en bas par les épaisseurs minimale et maximale de la croûte rigide, et à gauche par la hauteur cumulée des épanchements de la zone chaotique.

**Figure 4.12**

Influence du module d'Young sur l'épaisseur de la croûte rigide de surface pour différents rayons de Thera. Une valeur moyenne du module d'Young de $6 \cdot 10^8$ Pa (proposée par Williams et Greeley 1998) et un rayon de 50 km sont utilisés par la suite. L'épaisseur correspondante est de l'ordre de 2 km.

**Figure 4.13**

Isovaleurs de l'inflexion maximale d'une plaque élastique rigide sous l'effet d'une pression basale ascendante en fonction de l'épaisseur et du logarithme de la contrainte verticale. Le bombement est probablement supérieur au dénivelé associé à la pente régionale dans la zone chaotique (~500 m), mais certainement inférieur à 10 km. Pour une épaisseur de 2 km, on obtient ainsi une contrainte basale de 1 à 10 kPa, compatible avec les contraintes associées à la convection par chauffage de marées (Tobie et al. 2003).

Ce calcul simple montre que l'hypothèse de la formation de *Thera Macula* par soulèvement d'un dôme, formulée à partir des observations, est théoriquement plausible. Les contraintes verticales sont, du moins, compatibles avec celles générées par les mouvements de convection dans une croûte de 20 à 25 km d'épaisseur, de l'ordre de 1 à 10 kPa (Tobie et al. 2003). L'origine diapirique de ce bombement est donc attendue.

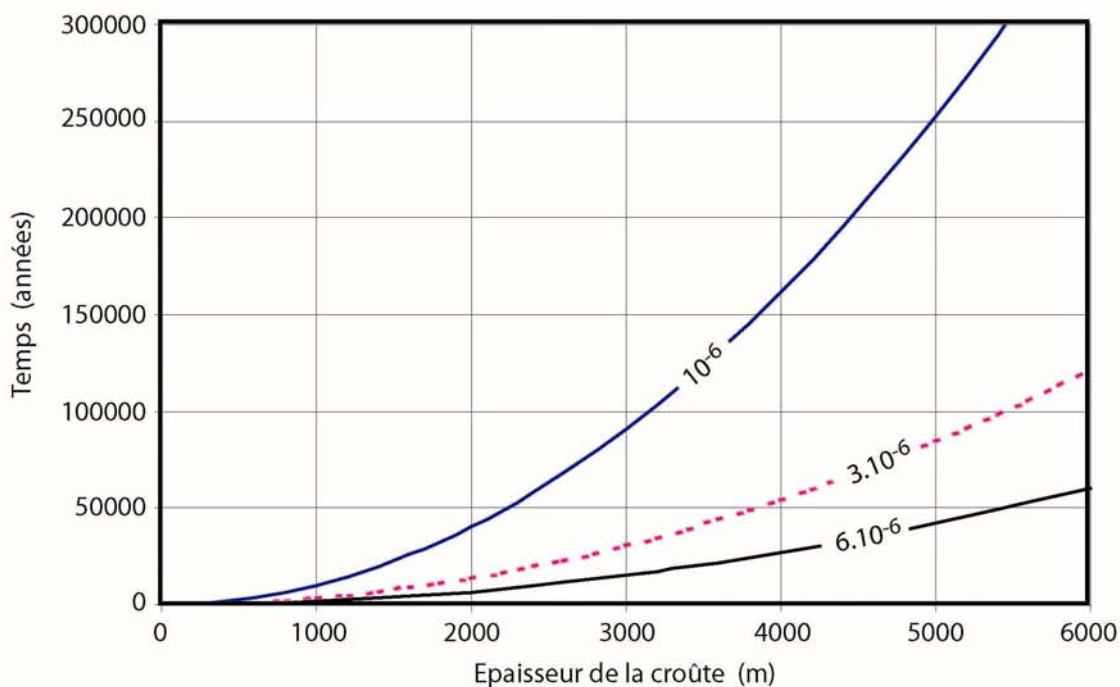
6.2. Temps de rééquilibrage thermique

L'application d'une anomalie thermique positive à la base de la croûte rigide superficielle implique un déséquilibre thermique. La chaleur est transférée par conduction vers la surface et il faut donc un certain temps de rééquilibrage thermique avant d'atteindre la fusion ou du moins l'intense déformation observée. Ce temps caractéristique peut être calculé comme suit :

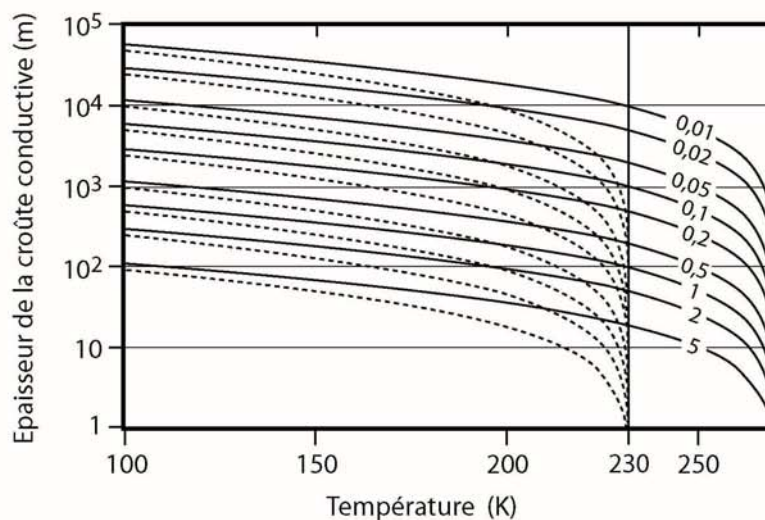
$$t_{rt} = \frac{h^2}{\pi \kappa} \quad \text{éq.(4.16)}$$

où h est l'épaisseur de croûte à l'aplomb de l'anomalie thermique et κ est la diffusivité thermique de la glace. La figure 4.14 donne le temps nécessaire au rééquilibrage thermique en fonction de l'épaisseur de la croûte conductive et pour trois valeurs de diffusivité thermique représentatives de la dépendance en température (voir l'annexe A). Si l'on fixe une diffusivité moyenne de $3.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et que l'on considère que l'épaisseur rigide déterminée par l'équation 4.14 (entre 1 et 4 km) correspond à l'épaisseur conductive à l'aplomb de l'anomalie, on peut estimer des temps de rééquilibrage thermique compris entre 2 et 60 ka.

Les profils thermiques ont été calculés dans la croûte conductive pour différents flux de chaleur en prenant en compte la variation de conductivité thermique avec la température (Hillier et Squyres 1991), mais négligent la dissipation de chaleur produite par effets de marée au sein même de la croûte. La figure 4.15 montre que les flux de chaleur en surface correspondant aux épaisseurs déduites par le modèle de flexure élastique (1 à 4 km) sont de l'ordre de 0,1 à 0,5 W.m^{-2} avec une valeur probable comprise entre 0,2 et 0,3 W.m^{-2} donnant une épaisseur de croûte conductive de 2 à 3 km.

**Figure 4.14**

Temps nécessaire au rééquilibrage thermique d'une couche d'épaisseur variable. La diffusivité thermique dépend de la température (de $\sim 1.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ à 270 K à $\sim 6.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ à 100 K). On prendra donc une valeur moyenne de $3.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (courbe en pointillés). Pour des épaisseurs de 2 à 4 km de croûte rigide, il faut donc ~ 10 à 60 ka pour rééquilibrer la croûte en température.

**Figure 4.15**

Profils thermiques conductifs à l'équilibre pour différents flux de chaleur en surface. La dépendance en température de la conductivité thermique est prise en compte (Hillier et Squyres 1991). Les courbes en traits pleins donnent la variation d'épaisseur de la croûte conductive pour une température de surface de 100 K et une température basale de 270 K et en fonction du flux de chaleur (noté sur les courbes en W.m^{-2}). Les courbes en pointillés correspondent au même calcul mais pour une température basale de 230 K. L'ordre des valeurs des flux utilisés est conservé. Un flux d'environ 200 mW.m^{-2} donne une épaisseur conductive d'environ 2 km.

6.3. La fusion de la glace

La nature du matériel chaud produisant dans un premier temps le bombement puis les épanchements de la zone chaotique n'est pas franchement établie. Cependant, on peut envisager deux cas extrêmes. Thomson et Delaney (2001) invoquent l'ascension de superpanaches d'eaux chaudes à travers l'océan et la fusion totale d'une croûte de glace fine à l'aplomb de ces panaches pour expliquer la formation des *chaos* de la taille de *Conamara*. Ils expliquent également la mise en place des structures de petite échelle (e.g. *lenticulae*) selon un processus similaire (section 6.2.2., chapitre 1). Ce mécanisme est cependant peu probable dans le cas de *Thera Macula*. En effet, une simple fusion de la croûte ne peut pas expliquer la formation d'un bombement sur de si grandes distances, ni en terme de pression exercée à la base de la croûte, et encore moins terme de variation de volume liée au changement d'état de la glace. L'hypothèse d'un diapir de glace est donc plus probable. Les observations suggèrent néanmoins la présence de liquide ou du moins de glace partiellement fondue proche de la surface, mais rappelons que ce type de modèle a déjà été formulé pour expliquer la formation de *Conamara Chaos* (Head et Pappalardo 1999, Collins et al. 2000, section 6.2.2., chapitre 1). Nous avons estimé le temps nécessaire à la production d'un volume de liquide compatible avec les observations. La fusion d'un volume donné de glace demande une certaine quantité d'énergie (E) :

$$E = L_{\text{fusion}(H_2O)} \cdot V \cdot \rho \quad \text{éq.(4.17)}$$

où $L_{\text{fusion}(H_2O)} = 333,5 \text{ kJ.kg}^{-1}$, V et ρ sont respectivement la chaleur latente de fusion, le volume et la masse volumique de la glace. Il est alors possible d'estimer le temps de fusion associé à une énergie donnée et pour une surface A exposée à une anomalie du flux thermique q :

$$t_{\text{fusion}} = \frac{E}{q \cdot A} \quad \text{éq.(4.18)}$$

Dans cette équation, on considère que l'anomalie de flux de chaleur est constante sur la surface totale de *Thera Macula*. Le temps nécessaire à la fusion est exprimé par rapport à l'énergie et au volume pour différentes anomalies de flux sur la figure 4.16.

L'estimation des volumes de liquide produits sur *Thera Macula* n'est pas très facile. D'une part, les écoulements observés ne renseignent pas réellement sur la fraction de liquide présente dans le mélange. D'autre part, l'origine de ces liquides n'est *a priori* pas connue. On peut envisager deux cas extrêmes. **1)** La fusion se produit intégralement sous la croûte rigide, remonte en surface le long des fractures et s'épanche sur les terrains préexistants. Si l'on néglige la fusion de la croûte de surface, le volume de liquide correspond à une fraction du

volume des coulées observées (figure 4.17, modèle 1). 2) Le volume de liquide est intégralement issu de la fusion de la croûte rigide. La quantité de fusion est donc proportionnelle au volume de croûte fondue à l'exclusion du volume des blocs préservés dans la matrice chaotique. Comme dans le cas de *Conamara Chaos*, la hauteur des blocs, et donc l'épaisseur de la croûte rigide, peut être estimée à ~2 km (figure 4.17, modèle 2).

Selon l'hypothèse 1, on obtient un volume V_1 :

$$V_1 = \frac{(A - S_{blocs}) \times (h_{zch} + h_f)}{4} \quad \text{éq.(4.19)}$$

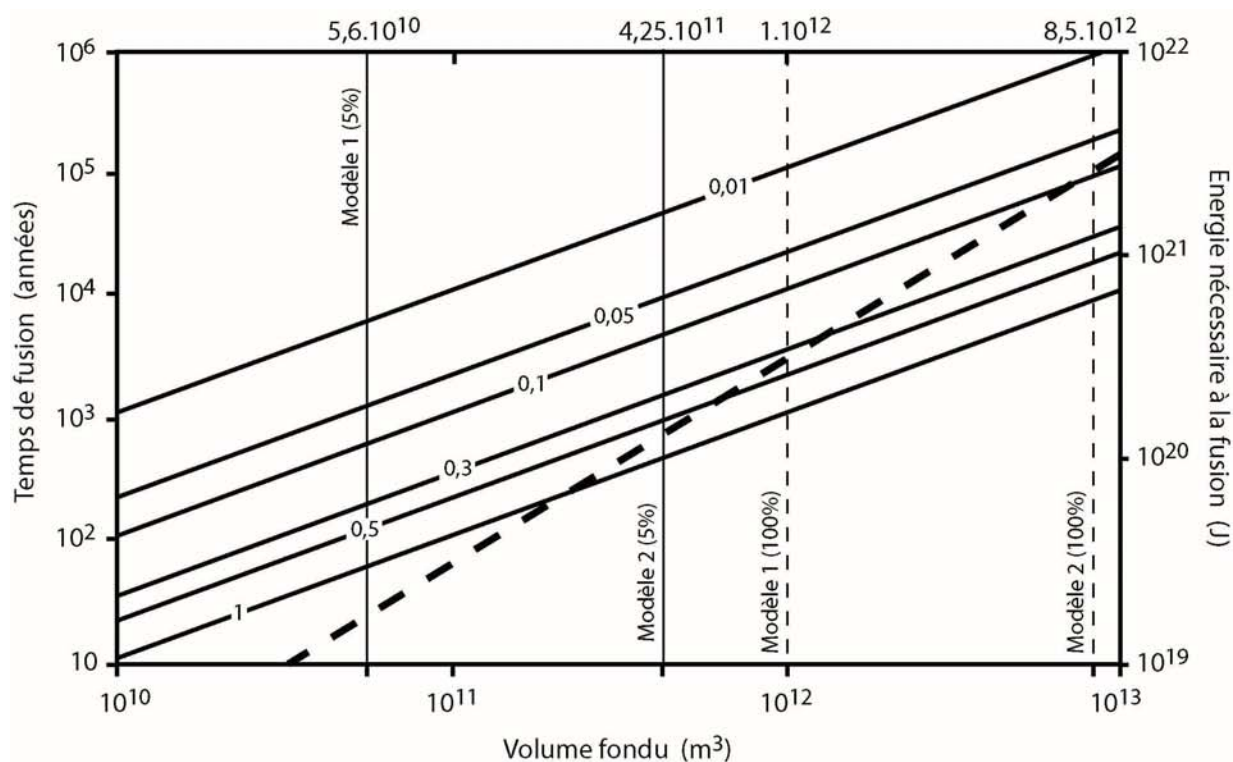
avec A la surface totale de la zone chaotique, S_{blocs} la surface des blocs préservés au sein du *chaos* et, respectivement, h_{zch} et h_f le dénivelé total mesuré sur l'ensemble de la zone chaotique et la hauteur de la falaise au sud (observation f de la figure 4.6). Le volume calculé est ainsi d'environ $V_1 \sim 1.10^{12} \text{ m}^3$.

De même, on peut obtenir une estimation de V_2 :

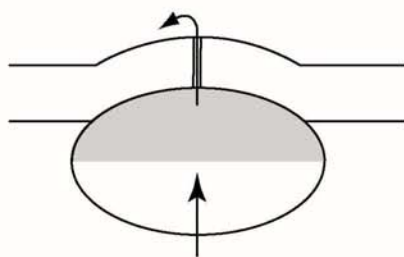
$$V_2 = h_{croûte} \times (A - S_{blocs} - S_f) \quad \text{éq.(4.20)}$$

avec $h_{croûte} \sim 2 \text{ km}$ et S_f la surface estimée du débordement au sud. Le volume calculé est $V_2 \sim 8,5.10^{12} \text{ m}^3$. Dans les deux cas, le volume réel de liquide nécessaire à la formation de la zone chaotique ne représente probablement qu'une petite fraction des volumes calculés. En cela, les volumes sont largement surestimés et, à la vue des observations, on s'accorde plus volontiers à considérer une fusion partielle plutôt qu'une fusion totale. La figure 4.16 montre que le temps de production $t_{fusion1}$ du volume V_1 correspond à ~1000 ans pour une anomalie thermique de 1 W.m^{-2} et à ~0,1 Ma pour une anomalie thermique de 10 mW.m^{-2} . Alors que les temps $t_{fusion2}$ de production de V_2 sont de ~10000 ans pour 1 W.m^{-2} et de ~1 Ma pour 10 mW.m^{-2} . Si l'on considère que le taux de fusion partielle n'atteint que 5%, les volumes $V_{1(5\%)}$ et $V_{2(5\%)}$ sont respectivement de $5,6.10^{10}$ et $4,25.10^{11} \text{ m}^3$. Les temps de production de liquide sont donc considérablement réduits : $t_{fusion1(5\%)}$ est compris entre 60 et 6000 ans pour respectivement 1 et $0,01 \text{ W.m}^{-2}$, et $t_{fusion2(5\%)}$ est compris entre 500 à 50000 ans pour respectivement 1 et $0,01 \text{ W.m}^{-2}$.

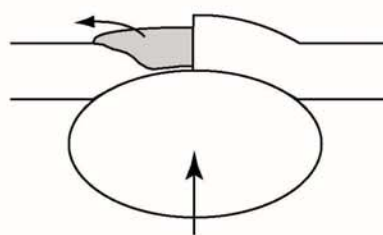
Les temps de fusion sont évidemment très dépendants du volume de liquide produit et de l'anomalie thermique considérée. Toutefois, une faible quantité de liquide suffit à diminuer les viscosités de plusieurs ordres de grandeur et à accélérer la déformation (De La Chapelle et al. 1999). C'est notamment un des mécanismes opérant en fluage III dans les glaciers terrestres (fluage pour lequel la vitesse de déformation augmente à contraintes constantes). La présence de liquides aux joints de grains favorise le glissement grains sur grains (GBS, voir l'annexe A). Un taux de fusion local de 5% voire moins semble donc plus raisonnable.

**Figure 4.16**

Les courbes en trait plein indiquent le temps nécessaire à fondre un volume donné de glace pour des flux de chaleur de 1 à $0,01 \text{ W.m}^{-2}$, tandis que la droite en pointillés trace l'énergie nécessaire pour fondre. Les deux modèles de fusion donnent des volumes différents. On peut raisonnablement considérer qu'une fraction de 5% du volume de glace fond.

**Modèle 1**

fusion partielle du diapir

**Modèle 2**

fusion de la croûte rigide

Figure 4.17

Modèles considérés dans le cas d'une fusion partielle du matériel de la matrice. Dans le premier modèle, le matériel de la matrice provient du matériel diapirique (grisé). Dans le second modèle, le matériel de la matrice provient de la fusion de la base de la croûte superficielle (grisé). Ces deux modèles sont représentés sur la figure 4.16 pour des taux de fusion de 5% et 100%.

En reprenant une méthode développée pour Io, Thomson et Delaney (2001) évaluent à $8,74.10^{12}$ W la puissance moyenne globale dissipée par la fraction silicatée d'Europe. Cette valeur semble tout de même représenter une limite supérieure au chauffage tidal des silicates. Dans ces conditions, même une anomalie thermique de 1 W.m^{-2} intégrée sur la surface de *Thera Macula* ne requiert que 0,1% de la dissipation moyenne globale. De plus, les mesures du PPR ont révélé l'existence (très contestée, certes) de régions soumises à des flux thermiques élevés de l'ordre de $1,1 \text{ W.m}^{-2}$ (Spencer et al. 1999). Même si ces conditions paraissent peu probables, il n'est pas impossible de les atteindre localement. Tobie et al. (2003) estiment quant-à eux une puissance moyenne globale de $\sim 8.10^{11}$ W à partir d'un modèle convectif de croûte et en négligeant la dissipation dans les silicates. Leur modèle de structure de la croûte est davantage compatible avec le modèle de formation de *Thera Macula* développé ici, mais une anomalie thermique de 1 W.m^{-2} requiert dès lors 1% de la dissipation moyenne globale.

6.4. Ecoulement gravitaire de la glace

En première approche, l'écoulement gravitaire des glaciers terrestres peut être considéré comme étant un bon analogue de la déformation observée sur *Thera Macula*. On peut en estimer la vitesse longitudinale moyenne à une température donnée en fonction de sa pente ζ et de sa hauteur h (Paterson 1994) :

$$\bar{U} = \frac{2A}{n+2} \times h \times (\rho g h \sin \zeta)^n \quad \text{éq.(4.21)}$$

La vitesse de déplacement d'une coulée « glaciaire » varie en fonction de sa température et de sa hauteur. La figure 4.18 représente les vitesses d'écoulement à différentes températures pour une pente de $0,3^\circ$ à l'échelle de la zone chaotique et en utilisant diverses lois rhéologiques. Si des mécanismes de glissement sur les systèmes basaux accommodés par le GBS prédominant (Goldsby et Kolhstedt 2001), on obtient, pour une hauteur de ~ 350 m correspondant à l'escarpement le plus au sud (observation f de la figure 4.6), des vitesses $U_{270} \sim 1.10^{-8} \text{ m.s}^{-1}$ (si $T_{\text{coulée}} \sim 270 \text{ K}$) $U_{220} \sim 2.10^{-11} \text{ m.s}^{-1}$ (si $T_{\text{coulée}} \sim 220 \text{ K}$). Si l'on définit la limite sud de *Thera Macula* selon un arc de cercle (figure 4.18e) et que l'on considère que le matériel a « dégueulé » d'environ 20 km vers le sud, ces vitesses impliquent des temps de mise en place (t_{eg}) allant de 68000 ans à 30 Ma (courbes en pointillés).

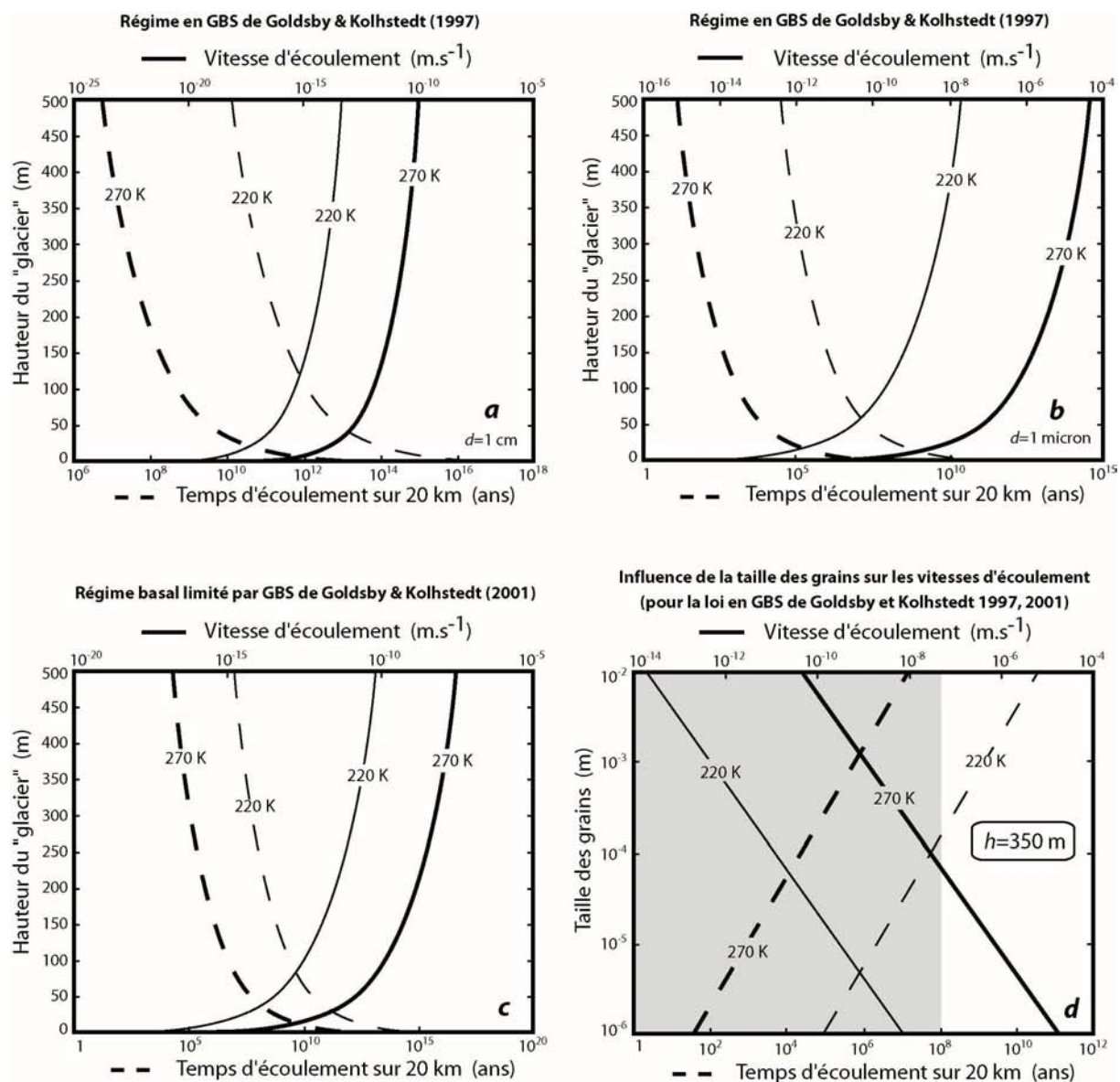
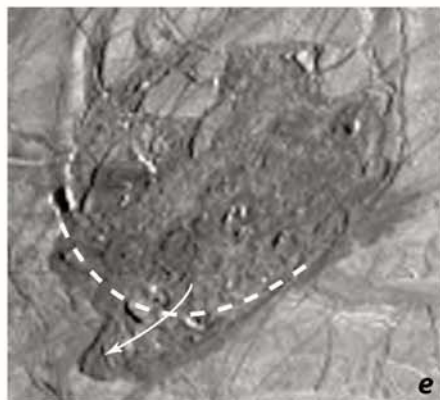


Figure 4.18



Vitesses et temps d'écoulement de coulées de glace à 220 K (courbes fines) et 270 K (courbes épaisses) sur 20 km en fonction de la hauteur des coulées et pour différentes lois rhéologiques. Si le glissement grains sur grains est le mécanisme dominant la déformation, une diminution d'un ordre de grandeur de la taille des grains augmente d'environ deux ordres de grandeur les vitesses d'écoulement et diminue donc les temps d'autant (d). Une distance de 20 km correspond approximativement à la longueur de la coulée formant la falaise de ~350 m de hauteur au sud de Thera Macula, si l'on referme la bordure sud selon un arc de cercle régulier (e).

Si le mécanisme dominant la déformation de la coulée est le glissement grains sur grains (GBS), les vitesses sont légèrement supérieures et les temps de mise en place plus courts. Avec une loi rhéologique de ce type (Goldsby et Kohlstedt 1997, 2001), on obtient $U_{270} \sim 4,4 \cdot 10^{-11}$ à $U_{220} \sim 2 \cdot 10^{-14}$ m.s⁻¹ et donc $t_{eg(20\text{ km})} \sim 14$ Ma à 35 Ga pour des grains de 1 cm ; et $U_{270} \sim 1 \cdot 10^{-6}$ à $U_{220} \sim 7 \cdot 10^{-9}$ m.s⁻¹ et donc $t_{eg(20\text{ km})} \sim 36$ ans à 88000 ans pour des grains de 1 μm .

Peu de données existent sur les tailles de grains à la surface d'Europe. Geissler et al. (1998a) ont estimé une taille de grains de ~ 100 μm dans le matériel relativement frais d'une fracture jeune de la région du cratère Tyre. Cette valeur implique des durées raisonnables de 23000 ans à 56 Ma, cependant elle n'est probablement pas représentative des tailles de grains d'une coulée de type « glacier » et les tailles de grains de glaciers terrestres sont de 1 à 2 ordres de grandeur plus élevées. La figure 4.18d illustre l'influence de la taille des grains sur les vitesses et les temps d'écoulement.

6.5. Temps de cristallisation

Si l'on admet qu'une grande quantité de liquide est produite lors de la mise en place de Thera Macula, on peut prédire le temps minimum de refroidissement et donc la durée de propagation des épanchements selon un problème de Stefan. Le temps de cristallisation et l'épaisseur de glace formée sont reliés aux propriétés du matériau et à la variation verticale de température par le biais d'un système de 2 équations. La première permet de déterminer graphiquement (ou par méthode itérative) le paramètre λ en fonction de l'expression

$$\frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda \operatorname{erf}(\lambda)} : \quad \frac{C_p \sqrt{\pi}}{L(T_{\text{fusion}} - T_s)} = \frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda \operatorname{erf}(\lambda)} \quad \text{éq.(4.22)}$$

où C_p et L représentent respectivement la capacité calorifique et la chaleur latente de fusion de l'eau, et T_{fusion} et T_s les températures de fusion de l'eau et de surface.

Après détermination de λ , la seconde équation du système met en relation le temps de cristallisation et l'épaisseur cristallisée :

$$t_{\text{Stefan}} = \frac{1}{4} \times \frac{h^2}{\kappa \lambda^2} \quad \text{éq.(4.23)}$$

où κ est la diffusivité thermique de la glace. Le temps nécessaire à cristalliser une épaisseur d'eau donnée est ainsi représenté sur la figure 4.19 pour $T_s = 100$ K et 130 K. A titre d'exemple, il faut ~ 500 ans pour cristalliser 300 m d'eau. Ces temps sont extrêmement faibles. De plus, ils supposent que les épanchements sont constitués d'une très grande fraction

d'eau liquide. Il est cependant fort probable que les épanchements soient le fruit de multiples extrusions de matériel comme le suggèrent les observations. Finalement, cette approche n'apporte pas beaucoup de contraintes sur le temps de formation de *Thera Macula*, mais donne une limite inférieure de l'ordre de quelques centaines d'années au temps de mise en place d'une coulée très fluide.

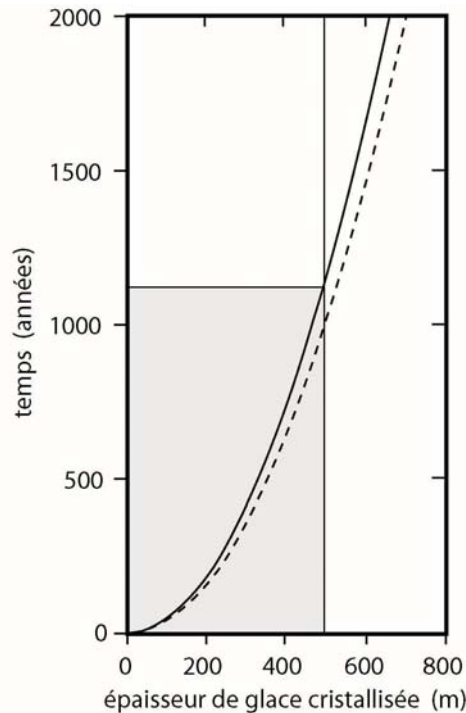


Figure 4.19

Temps de cristallisation en fonction de l'épaisseur de glace cristallisée pour des températures de surface T_s de 100 K (courbe en pointillés) et 130 K (courbe en trait plein). La zone grisée correspond à la gamme d'épaisseur des épanchements observés. Il faut moins de 500 ans pour cristalliser 300 m d'eau. Ainsi, même en supposant que le matériel des épanchements soit totalement liquide, on peut considérer que le temps de refroidissement et de "figeage" des épanchements est très faibles voire négligeable.

6.6. Estimation du temps total de mise en place de *Thera Macula*

Comme nous venons de le voir, la construction d'une structure telle que *Thera Macula* résulte d'une succession d'événements dont nous avons tenté d'estimer la durée. La durée totale de mise en place correspond ainsi à la somme des durées de chaque événement et l'on négligera le temps de refroidissement. Pour le modèle de fusion du matériel chaud ascendant sans fusion de la croûte rigide (modèle 1), on peut estimer :

$$t_{Thera} = t_{fusion(1)} + t_{eg} \quad \text{éq. (4.24)}$$

Le temps de rééquilibrage thermique n'est *a priori* pas pris en compte dans la mesure où l'on néglige la fusion de la croûte rigide (i.e. l'ensemble du liquide provient de la fusion du diapir).

Dans le cas d'une fusion exclusive de la croûte rigide (modèle 2), on doit ajouter la contribution au rééquilibrage thermique : $t_{Thera} = t_{rt} + t_{fusion(2)} + t_{eg}$ éq.(4.25)

Modèle 1				
<i>temps en ka</i>		$t_{1\ fusion}$	t_{eg}	t_{Thera}
glissement basal	Minimum	0,06	68	68,06
	Maximum	6	30000	30006
GBS 100 μm	Minimum	0,06	23	23,06
	Maximum	6	56000	56006
GBS 1 μm	Minimum	0,06	0,036	0,096
	Maximum	6	88	94

Table 4.2 Evaluation des temps de mise en place de *Thera Macula* (en grisé) en considérant le modèle 1 pour différentes rhéologies de la matrice.

Modèle 2					
<i>temps en ka</i>		t_{rt}	$t_{2\ fusion}$	t_{eg}	t_{Thera}
glissement basal	Minimum	10	0,5	68	78,5
	Maximum	60	50	30000	30110
GBS 100 μm	Minimum	10	0,5	23	33,5
	Maximum	60	50	56000	56110
GBS 1 μm	Minimum	10	0,5	0,036	10,536
	Maximum	60	50	88	198

Table 4.3 Evaluation des temps de mise en place de *Thera Macula* (en grisé) en considérant le modèle 2 pour différentes rhéologies de la matrice.

Les tables 4.2 et 4.3 réunissent les temps maximum et minimum déduits pour chaque épisode et pour trois configurations rhéologiques selon les deux modèles extrêmes proposés. Les temps de formation de *Thera Macula* estimés sont indiqués dans les zones grisées.

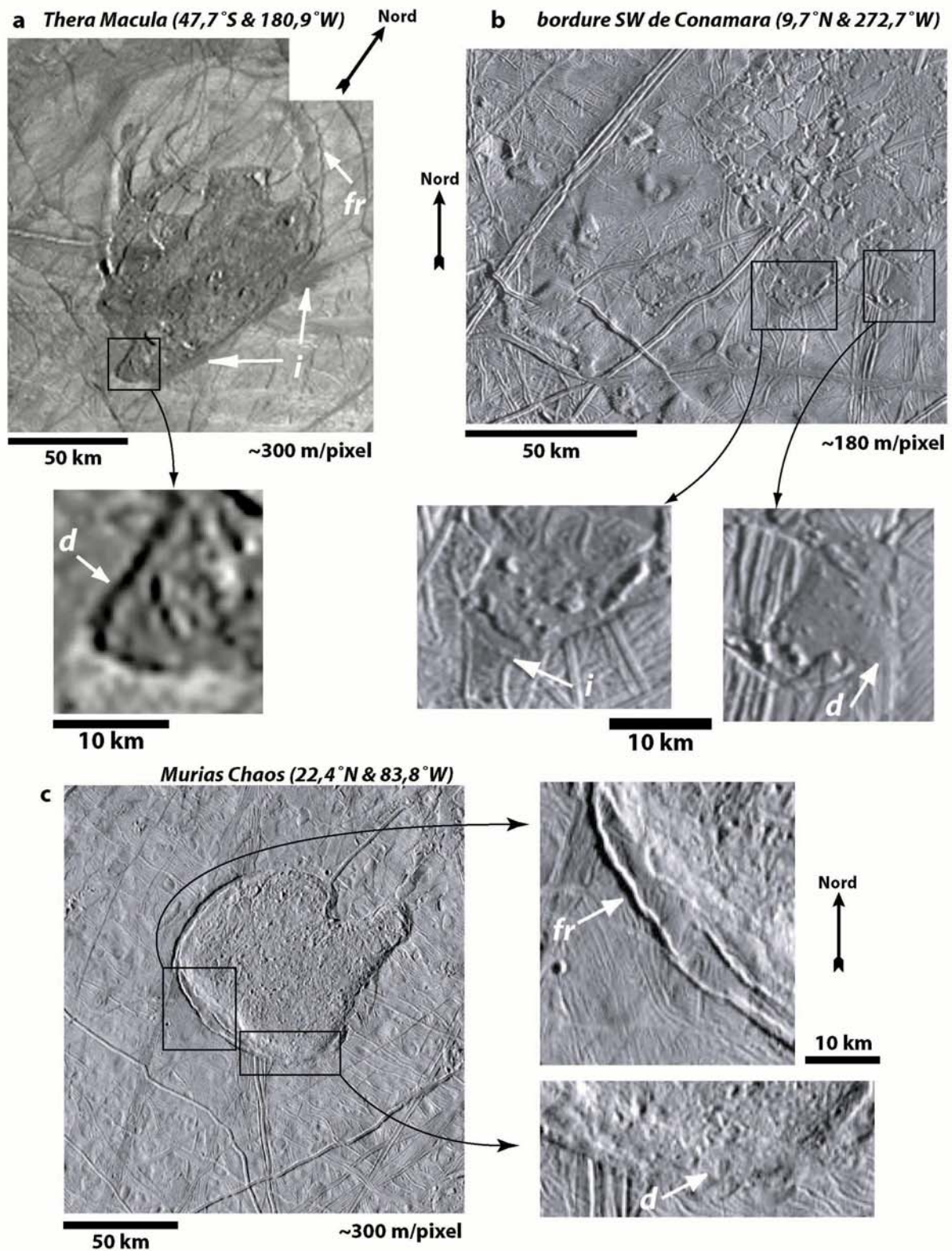
Finalement, quel que soit le modèle de fusion, si les glissements basaux opèrent efficacement au cours de la déformation, on obtient $68000\text{ ans} < t_{Thera} < 30\text{ Ma}$. En revanche, si la déformation est principalement contrôlée par le GBS, les temps calculés dépendent fortement de la taille des grains. Pour des grains de 100 μm , on obtient $23000\text{ ans} < t_{Thera} < 56\text{ Ma}$; mais une réduction de la taille des grains entraîne une diminution drastique des temps, ainsi, pour des grains de 1 μm , on obtient $100\text{ ans} < t_{Thera} < 198000\text{ ans}$.

7. Comparaison avec d'autres structures similaires

Thera Macula n'est pas la seule structure « ponctuelle » d'origine endogène de grande échelle à la surface d'Europe. Nous allons comparer dans ce paragraphe *Thera* à deux structures similaires du point de vue morphologique et texturale et qui ont toutes deux fait l'objet d'études approfondies : *Conamara Chaos* (9,7°N & 272,7°W) et *Murias Chaos* (22,4°N & 83,8°W).

7.1. Textures et morphologies

Ces trois structures présentent des morphologies et des textures caractéristiques des zones chaotiques. C'est à dire que l'on y retrouve une matrice sombre plus ou moins rugueuse dans laquelle « flottent » des blocs de tailles variables, parfois basculés, issus de la dislocation des terrains ridés préexistants (e.g. Collins et al. 2000, voir la section 6.2.2. du chapitre 1). Ces trois structures sont toutes relativement jeunes dans l'histoire de la surface du satellite car elles sont très peu recoupées par d'autres structures (seules quelques rares fractures fines traversent notamment *Conamara Chaos*). Elles possèdent, à moyenne résolution, des bordures relativement nettes qui, dans le détail, présentent toutefois des variations morphologiques importantes. La matrice est, le plus souvent, topographiquement plus basse que les unités ridées anciennes et bordée de falaises de l'ordre de la dizaine de mètres de hauteur voire plus, tandis que certaines portions présentent parfois une matrice surélevée par rapport aux unités ridées. Le matériel de la matrice déborde même par endroits sur les plaines ridées (notés *d* sur la figure 4.20) et l'on distingue localement des terrains plus sombres aux bordures généralement diffuses en périphérie des zones chaotiques (notés *i* sur la figure 4.20). De part leur texture, ces auréoles diffuses suggèrent l'infiltration de fluides très peu visqueux provenant vraisemblablement de la matrice. Seul *Murias Chaos* ne semble pas posséder ce genre d'auréole, en revanche, on peut y distinguer sur la bordure sud du matériel rugueux, érodé issu de la matrice (noté *d* sur la figure 4.20c). D'autre part, les bordures de *Thera* et de *Murias* se différencient globalement de celles de *Conamara* dans la mesure où elles sont marquées par un réseau de fractures étroites sur de grandes distances (notée *fr* sur la figure 4.20).

**Figure 4.20**

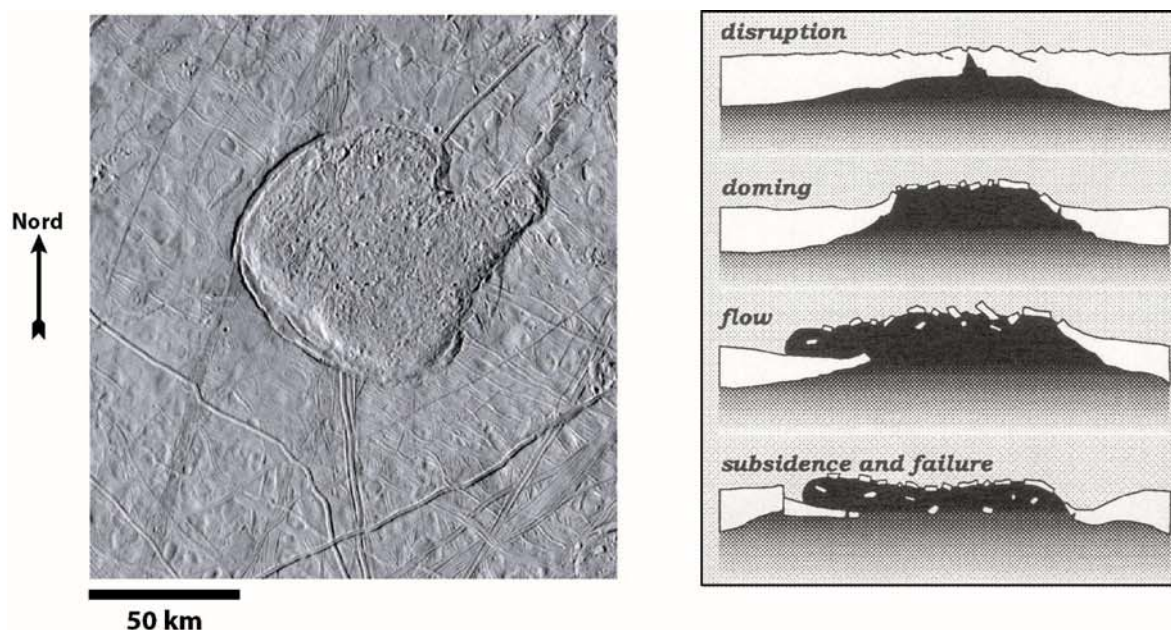
Comparaison de trois structures de tailles et de morphologies similaires. Elles présentent toutes des évidences de débordements (*d*) et/ou d'infiltrations (*i*) de matériel assez fluide en bordure. Murias et Thera sont cerclées de fractures de détachement (*fr*) qui indiquent un affaissement des bordures. Les fractures de Murias seraient liées à la surcharge de matériel sur la bordure (Figueredo et al. 2002), tandis que celles de Thera résulteraient plutôt de l'affaissement d'un mégadôme.

Nous venons de constater que, du point de vue morphologique et textural, de nombreuses observations communes aux trois structures laissent présager d'une origine et d'un mode de mise en place similaire. Il existe tout de même une différence notable entre *Thera* et les autres zones chaotiques. *Murias* et *Conamara Chaos* apparaissent globalement symétriques, c'est à dire constitués de façon relativement homogène d'une matrice rugueuse parsemée de blocs. A l'inverse, *Thera Macula* est divisible en deux zones de textures distinctes (voir la figure 4.2). Une matrice sombre et rugueuse au sud et des unités ridées perturbées en début de dislocation au nord. Malgré les caractères communs à ces trois structures, cette asymétrie à l'échelle de *Thera* trahit soit des processus de mise en place sensiblement différents, soit des configurations divergentes de la croûte et/ou de la topographie. Cette hypothèse est renforcée par l'évolution latérale de la bordure depuis le SE vers le NW (e.g. présence de bourrelets..., voir la section 4.3). Nous allons donc comparer dans le paragraphe suivant les différents modèles d'évolution proposés pour expliquer la formation des trois structures.

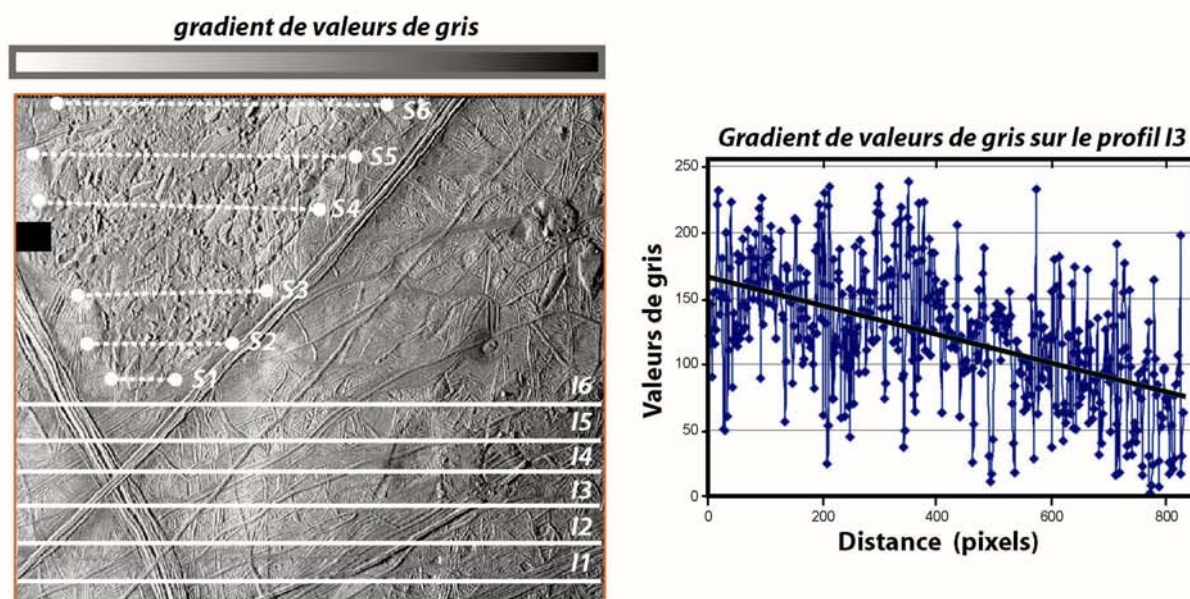
7.2. Lien entre la topographie et les processus de mise en place

Notre modèle propose, dans le cas de *Thera Macula*, le soulèvement d'une surface initialement inclinée d'environ 0,5% à l'échelle régionale par pression sous-jacente d'un diapir. Dans le cas de *Murias Chaos*, Figueredo et al. (2002) montrent que les observations topographiques, morphologiques et stratigraphiques sont compatibles avec une mise en place par dislocation de la surface préexistante, soulèvement d'un dôme, fluage du matériel suffisamment peu visqueux puis subsidence sous le poids de la surcharge (figure 4.21). Ils suggèrent ainsi qu'un processus de déformation diapirique de grande échelle pourrait être responsable de la formation de *Murias Chaos*. Ainsi, à l'exception de la pente régionale, leurs conclusions sont assez similaires aux nôtres sur *Thera Macula*. L'asymétrie de *Thera* proviendrait donc d'une pente régionale importante dans cette région, mais plus faible voire inexistante dans la région de *Murias Chaos*.

Dans le cas de *Conamara Chaos*, la matrice apparaît en général (hormis quelques débordements localisés) moins élevée que les terrains ridés environnants. L'hypothèse d'un bombement est, par conséquent, moins évidente. Nous avons donc utilisé une méthode simple et rapide à mettre en œuvre pour vérifier si l'on peut détecter des indices de bombement à l'échelle de *Conamara*. En l'absence de données altimétriques, on ne dispose pas d'informations directes sur la topographie. Nous avons donc utilisé l'information contenue dans la variation des valeurs de gris pour déterminer le bombement relatif d'une surface (figure 4.22).

**Figure 4.21**

Modèle de formation de Murias Chaos (à gauche) proposé par Figueredo et al. (2002). Les reliefs et les morphologies observées sont compatibles avec un bombement puis une extrusion de matériel diapirique peu visqueux en surface. Le matériel s'est écoulé et a provoqué selon eux une flexure de la croûte élastique superficielle. Ce modèle est finalement similaire au nôtre et montre que la formation de dômes de grande échelle est envisageable sur Europe du point de vue de l'observation.

**Figure 4.22**

Méthode de détermination de l'existence d'un bombement de Conamara Chaos (10°N & 271°W). La méthode a, en réalité, été appliquée sur 35 profils pour l'image (I) et 17 paires de points autour du chaos (S). Les points S ont été choisis en dehors des auréoles diffuses plus sombres et du matériel extrudé afin de minimiser l'erreur liée aux effets autres que la sphéricité de la surface. Le profil I3 représenté à droite met en évidence un gradient de valeur de gris qui correspond aux variations de luminosité liées à la sphéricité d'Europe. La même opération est réalisée sur les profils S et la comparaison des gradients S et I permet de savoir si les bordures de Conamara sont relevées ou affaissées. L'intégralité des profils et un schéma illustre la méthode dans l'annexe C.

Le faible rayon de courbure d'Europe implique une sphéricité importante. Ainsi, à l'échelle d'une image (acquise en lumière rasante), le soleil ne présente pas le même angle d'incidence. Ceci implique un gradient de valeurs de gris d'un bord à l'autre de l'image (*I*). Si, sur cette image, une structure présente un bombement positif ou négatif, alors l'éclairage et donc le gradient de valeurs de gris (*S*) sera localement différent. La rugosité du terrain nous impose de nous intéresser plutôt à la tendance de l'évolution du niveau de gris de part et d'autre du *chaos*. On déterminera ainsi son gradient grâce à une série de mesures ponctuelles de valeur de gris représentatives en bordure de celui-ci. Lorsque le gradient de l'image est supérieur à celui de la structure, on a plutôt une dépression ou au moins une surface assez plane ; dans le cas inverse, on peut penser qu'il y a bombement. Si l'on a égalité entre les deux gradients, on n'a pas de bombement significatif de la structure. Nous avons utilisé 35 profils *I* sur l'image de la figure 4.22 et 17 paires de mesures *S* en bordure du *chaos* (l'ensemble des profils est joint en annexe B). Le gradient moyen des différents profils *I* atteint 1,07 unité de gris par kilomètre, tandis que le gradient moyen mesuré de part et d'autre de la structure (points *S*) est de 0,83 unité de gris par kilomètre, soit un rapport de gradients *I/S* de 1,28. Statistiquement, ce résultat montre que les bordures de *conamara* ne semblent pas relevées, au contraire même. Il est difficile d'interpréter directement ce résultat, cependant, si on l'intègre au fait que les débordements de matériel sont très limités sur *Conamara* et que le niveau topographique de la matrice est plus faible que celui des plaines ridées environnantes, il devient difficile d'expliquer la formation de *Conamara Chaos* par effondrement puis étalement gravitaire d'un mégadôme d'environ 50 km de rayon. Il demeure néanmoins possible d'imaginer que le morcellement de la surface ne se soit produit qu'après l'effondrement du dôme, mais aucune observation ne permet de soutenir un tel modèle.

Spaun et al. (1998, 1999) ont proposé un scénario tout à fait différent de mise en place de *Conamara Chaos* essentiellement basé sur la distribution des blocs et sur l'analyse des textures au sein de la matrice. Ils invoquent notamment la coalescence de plusieurs diapirs de petite échelle, entre-autre responsables de la formation des dômes et des *lenticulae* particulièrement bien représentés à proximité du *chaos*. Ils réconcilient ainsi génétiquement les structures ponctuelles d'origine endogène et d'échelles différentes présentes à la surface d'Europe. Ce seul modèle de coalescence de diapirs semble cependant difficile à admettre dans le cas de *Thera Macula*. La très forte asymétrie morpho-structurale suggère un mode de mise en place peu homogène, affectant principalement la partie sud de *Thera Macula*. D'autre part, même si une coalescence de diapirs ne s'était manifestée que sous la partie sud de *Thera Macula*, la présence de la zone peu déformée au nord -pourtant contemporaine de la zone chaotique au sud- demeurerait inexpliquée. Notre modèle cryomagmatique de mise en place

intègre ces observations, ainsi qu'une analyse topographique de la zone chaotique sud, et diffère donc de celui de Spaul et al. (1998, 1999) élaboré sur *Conamara Chaos*.

7.3. Comparaison des propriétés de la croûte de glace

Comme nous l'avons vu à la section 6, nous avons pu estimer une épaisseur élastique de 0,7 à 7 km en fonction du module d'Young choisi, avec une valeur probable autour de 2 km (pour $Y = 6.10^8$ Pa, voir la figure 4.12). Ces dernières valeurs correspondent, d'après la figure 4.13 et en considérant une gamme de pression exercée par le diapir allant de 1 à 10 kPa (Tobie et al. 2003), à un bombement maximal compris entre 500 m et 5 km de hauteur. Un flux de chaleur de 0,2 à 0,3 W.m⁻² peut être estimé au premier ordre.

Figueredo et al. (2002) ont également estimé l'épaisseur de la croûte cassante sous *Murias Chaos* à ~2,3 km en utilisant un modèle de plaque élastique en surcharge. Les épaisseurs déterminées sous *Murias Chaos* et sous *Thera Macula* sont similaires et suggèrent que les processus mis en jeu nécessitent une croûte cassante de l'ordre de 2 km d'épaisseur. Dans le cas de *Conamara Chaos*, l'apparente absence de bombement implique des processus de mise en place différents. La hauteur des blocs préservés « flottant » dans la matrice permet néanmoins de calculer une épaisseur totale des blocs de l'ordre de 0,2 à 3 km (Williams et Greeley 1998, voir la figure 1.43). Pour ces trois structures, on retrouve donc une épaisseur de croûte cassante fine d'environ 2 km en moyenne.

Des temps de formation de *Thera Macula* ont également été estimés pour 2 modèles différents (matériel des coulées provenant du diapir ou de la fusion de la croûte rigide). Ces temps sont très dépendants de la loi rhéologique utilisée. Il est toutefois possible de comparer ces temps avec ceux déterminés sous d'autres structures du même type. Thomson et Delaney (2001) ont évalué le temps nécessaire à la fusion du volume de la matrice de *Conamara Chaos*. Ils estiment que $5000 \text{ ans} < t_{\text{fusion conamara}} < 16000 \text{ ans}$ si une puissance de $1,1.10^{10} \text{ W}$ est concentrée sous *Conamara* (0,1% de la chaleur globale). O'Brien et al. (2002) estiment quant-à eux une fusion totale de la croûte sur un diamètre de 90 km en 40000 ans si l'on concentre 5.10^{10} W sous une croûte de 6 km selon une gaussienne de 200 km de diamètre. Ces valeurs sont assez proches de celles que nous avons calculées ($60 \text{ ans} < t_{\text{fusion Thera}} < 50000 \text{ ans}$ pour les deux modèles). La différence majeure provient du modèle supposé de formation de *Conamara*. Ils considèrent en effet l'érosion thermique d'une croûte conductive reposant directement sur un océan liquide et négligent de ce fait le temps de rééquilibrage thermique. L'absence de traces de bombement en périphérie de *Conamara* permet d'ailleurs d'évoquer ce

genre d'hypothèse. Pourtant, les observations sur *Thera* suggèrent l'existence d'un mégadôme et donc de processus plutôt diapiriques, impliquant un temps de rééquilibrage thermique entre le diapir de glace « chaude » et la glace « froide » de la croûte rigide dans le modèle 2. Ceci a pour effet d'augmenter considérablement la durée de formation de *Thera Macula*.

7.4. discussion

Les morphologies, les topographies et les dimensions des trois structures comparées ici sont très similaires. *Murias Chaos* et *Thera Macula* présentent très clairement des figures d'écoulements sur une ou plusieurs dizaine(s) de kilomètre(s), tandis qu'elles sont très limitées sur *Conamara Chaos*. En revanche, des tâches sombres et diffuses bordent *Thera* et *Conamara* mais sont inexistantes sur *Murias*. Quoi qu'il en soit, les trois structures possèdent une matrice sombre et rugueuse dans laquelle « baignent » des blocs plus ou moins préservés issus de la dislocation des terrains anciens ridés.

<i>Observations</i>	<i>Thera Macula</i>	<i>Murias Chaos</i>	<i>Conamara Chaos</i>
<i>Asymétrie</i>	oui	non	non
<i>Matrice</i>	~50% de la surface plus élevée au SE et moins élevée au NW	~100% de la surface plus élevée	~60% de la surface moins élevée
<i>Blocs préservés</i>	Peu dans la matrice, tailles variables	Très petits blocs peu préservés	Tailles très variables, nombreux blocs préservés
<i>Bordures</i>	Bourrelets, fractures et falaises	Fractures et falaises	Falaises et quelques rares fractures
<i>Débordements (D) et infiltrations (I)</i>	D importants I en deux endroits	D importants Pas de I	D très réduits I limitées
<i>Bombement général</i>	oui	oui	Probablement non
<i>Épaisseur cassante</i>	~2 km (de 0,7 à 7 km)	~2,5 km (2,1 à 2,6 km)	0,2 à 3 km

Table 4.4 Comparaison des observations et des épaisseurs de croûte cassante déduites pour trois structures de dimensions et de morphologies similaires. Les bordures fracturées correspondent à des effondrements ou à des flexures par surcharge. Les falaises peuvent être positives ou négatives par rapport aux terrains ridés anciens.

La table 4.4 compare les observations relevées sur ces structures. Certaines divergences dans les observations révèlent toutefois que les processus de mise en place diffèrent légèrement. L'absence apparente de bombement couplée à la quasi absence de débordements sur *Conamara Chaos* traduit davantage une fusion totale de la croûte *in situ* et sans extrusions

importantes de matériel dans le cas d'une croûte de glace fine et conductive (Carr et al. 1998, Thomson et Delaney 2001), ou encore une coalescence de plusieurs diapirs de petites dimensions dans le cas d'une croûte de glace épaisse et convective (Pappalardo et al. 1998, Spaun et al. 1998). La plupart des zones chaotiques « classiques » ressemble à *Conamara Chaos*. Ainsi, *Murias* et *Thera* -et donc l'existence de mégadômes- seraient des exceptions plutôt que la règle. La formation de ce type de dôme à grande échelle nécessite la pression basale d'un diapir ascendant et, par conséquent, une épaisseur de croûte suffisante pour permettre une dynamique convective. La variation des processus de mise en place entre les structures de type *Conamara* et celles du type *Murias/Thera* évoque de ce fait une variation latérale importante de l'épaisseur de la croûte de glace et/ou des modifications latérales de l'état thermique et rhéologique de la croûte.

Nous avons jusqu'à présent considéré que les processus diapiriques lents faisant intervenir de la glace d'H₂O pure étaient à eux seuls capables de produire les morphologies de *Thera* et de *Murias*. Une alternative est cependant envisageable. La présence de composés tels que les hydrates de Mg et de Na, l'acide sulfurique et les clathrates d'ammoniaque et/ou de méthane pourrait avoir des conséquences primordiales sur la dynamique de la croûte de glace et donc sur la tectonique de surface. En effet, toutes ces molécules abaissent le liquidus à des températures plus faibles, accélèrent la déformation et favorisent la fusion à faible profondeur (Lunine et Stevenson 1982, Deschamps 1998, Deschamps et Sotin 2001). Si un océan liquide existe, il n'y a aucune raison qu'il n'ait pas incorporé l'ammoniaque et le méthane théoriquement condensés à cet endroit de la nébuleuse protosolaire. Sous l'effet de la pression, ces molécules peuvent être piégées en profondeur dans une structure clathrate formée par des molécules d'H₂O. Ce type de clathrate est moins dense que la glace pure et contribue à alléger localement la croûte. Lorsque du matériel « chaud » et enrichi en clathrates remonte vers la surface, la chute de pression permet la dissociation de la structure et la libération du méthane et/ou de l'ammoniaque. Ces composés en mélange avec la glace contribuent à fondre brutalement d'importantes quantités de glace à proximité de la surface qui pourraient expliquer les écoulements peu visqueux sur *Thera Macula*. Il n'est pas exclu que des quantités importantes de volatils s'accumulent sous la croûte rigide et finissent par la fracturer brutalement sous pression. Ce type de modèle est plausible mais ni l'ammoniaque, ni le méthane ne figurent parmi la liste des composés suspectés d'être présents en surface.

8. Conclusions

L'analyse morpho-structurale menée ici sur une structure ponctuelle de grande échelle a permis de mettre en évidence l'existence d'une pente régionale N-S de 0,3 à 0,6 %. Un modèle de mise en place cryomagmatique en trois étapes est proposé.

1) Du matériel chaud (diapir de glace) remonte vers la surface et provoque une flexure de la croûte rigide. Le sommet du bombement se fracture sous la pression exercée par le matériel sous-jacent ainsi qu'une possible pression des volatils concentrés à cet endroit.

2) Le matériel chaud est extrudé en surface par les fractures majeures, tandis que la fusion partielle favorise l'écoulement de la glace dans le sens de la pente (i.e. vers le sud).

3) A mesure que la glace fond et/ou que le matériel sous-jacent est expulsé vers la surface, le dôme s'effondre. Cet affaissement produit une signature morphologique caractéristique (blocs basculés vers le centre de *Thera Macula*, fossés de détachement et bourrelets périphériques).

Ces événements sont apparemment récents dans l'histoire du satellite et le temps total nécessaire à la mise en place de *Thera Macula* est estimé à moins de 56 Ma.

Les similitudes morphologiques avec des structures de petite échelle telles que les dômes et *lenticulae* nous incitent à confondre leurs origines et leurs modes de mise en place. Toutefois, les processus convectifs et l'échelle des cellules semblent manifestement très différents. Pour le moment seul l'interprétation morpho-structurale de *Murias Chaos* fait intervenir la formation d'un dôme à grande échelle, l'extrusion de matériel et son écoulement sur plusieurs kilomètres. Les zones chaotiques plus classiques de type *Conamara Chaos* semblent avoir été façonnées par des processus différents n'impliquant *a priori* pas de bombement, ni de débordements majeurs en surface. Cette divergence exprime une variation latérale de la dynamique de la croûte de glace, laquelle résulte de variations de la composition chimique et/ou de variations du flux de chaleur en surface. Enfin, la forte asymétrie qui caractérise *Thera Macula* ne se retrouve pas sur *Murias Chaos*. Cette différence est ici expliquée par l'influence de la pente régionale sur le matériel extrudé. Ceci implique que l'écoulement de matériel observé sur *Thera* a principalement été contrôlé par la gravité.

Préambule

Ce chapitre est un peu particulier dans la mesure où il abrite trois projets qui n'ont pas pu aboutir par manque de temps ou qui n'ont pas fait l'objet d'études plus poussées. Il a pourtant nécessité une certaine quantité de travail. Il faudra donc lire en ce chapitre plutôt des voies exploratoires qu'un travail achevé.

Le premier projet concerne une analyse de la relation entre la longueur et le rejet d'un jeu de 125 décrochements identifiés à la surface d'Europe. Nous comparerons ce jeu de données à plusieurs jeux de données terrestres afin de discuter des paramètres qui contrôlent la propagation des décrochements d'Europe. Nous allons voir qu'une analyse statistique de ce genre peut être un outil puissant pour sonder certaines caractéristiques rhéologiques de la croûte de glace d'Europe.

La seconde étude consiste en une étude expérimentale de la couche externe d'eau par une approche analogique. L'appareil n'a pas encore vu le jour, néanmoins, les objectifs scientifiques, le dimensionnement et les plans sont présentés dans la première partie de ce chapitre.

Enfin, le dernier point fait état de travaux expérimentaux menés au sein du laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes avec Olivier Grasset et Olivier Mousis sur le diagramme de phase du mélange binaire H_2O - MgSO_4 à haute pression et basse température. Les objectifs de cette dernière partie seront décrits succinctement. L'appareil expérimental, le protocole retenu et les résultats obtenus ont fait l'objet de deux publications à la *Lunar and Planetary Science Conference* à Houston en 2000 et 2001. Nous avons donc préféré joindre ces résumés en annexe.

Les deux dernières études expérimentales ont été regroupées en une seule et unique partie afin d'améliorer la lisibilité du chapitre.

Partie 1

1. Analyse des décrochements sur Europe

1.1. Introduction

Les décrochements sont rares dans le système solaire (Golombek et Banerdt 1990). Leur présence en abondance sur Europe et sur Terre fait de ces corps des exceptions. Des indices de composantes décrochantes sont retrouvés sur de nombreuses fractures et rides de régions d'Europe ayant des coordonnées géographiques, des textures et des âges moyens très différents. Les décrochements terrestres ont fait l'objet de nombreux travaux empiriques et théoriques. Nous avons donc cherché à rapprocher certains de ces travaux de ce qui est observé sur Europe. Les dimensions caractéristiques des décrochements peuvent être utilisées pour définir des propriétés mécaniques à l'échelle régionale (répartition des contraintes) ou inhérentes au matériau considéré (cohésion, résistance et module de cisaillement).

La géométrie d'une faille de dimensions réduites peut être définie au premier ordre comme une surface discoïde à elliptique dont le déplacement maximal se situe à proximité du centre (figure 5.1). La propagation de la faille est possible aux limites de cette surface et dans toutes les directions (on parle de faille 3D). Lorsque la faille atteint des dimensions d'échelle crustale ou qu'elle rencontre une couche de décollement, son extension en profondeur devient impossible du fait du contraste rhéologique imposé à la base de la partie fragile de la croûte (on parle dans ce cas de faille 2D).

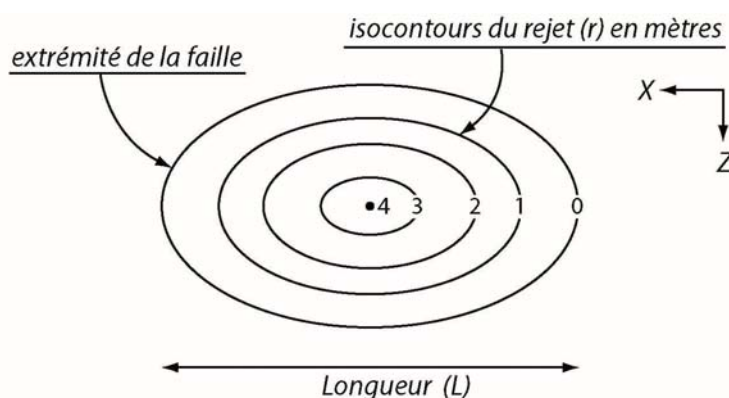


Figure 5.1

Représentation schématique d'une faille de type 3D. Aux extrémités de la faille, le déplacement ou rejet est nul et il croît à mesure que l'on se rapproche du centre de l'ellipse (d'après Walsh et Watterson 1988). Les rapports sont calculés à partir du rejet maximal sur le plan de faille. Lorsque les failles sont suffisamment grandes, elles peuvent atteindre une transition rhéologique fondamentale qui empêchera leur propagation en profondeur: on parle de failles 2D.

1.2. Présentation des données et comparaison avec la Terre

1.2.1. Représentation des données acquises sur Europe

Hoppa et al. (2000) ont mesuré les rejets, les longueurs et les orientations de 125 décrochements répartis dans quatre régions d'Europe localisées sur la carte de la figure 5.2. La détection d'indices trahissant l'existence de processus de propagation incrémentale des fractures en réponse aux variations du champ de contraintes diurnes (Hoppa et al. 1999c) a constitué la principale motivation de cette étude systématique. En effet, Hoppa et al. (2000) constatent statistiquement que les mouvements décrochants sont majoritairement dextres dans l'hémisphère sud et senestres dans l'hémisphère nord. Toutefois, aucun travail sur les longueurs et les rejets n'a été fait. C'est donc une voie que nous avons tentée d'explorer.

Nous avons, dans un premier temps, représenté ces données afin de dégager les orientations privilégiées région par région (figure 5.3). Il apparaît que les décrochements, quel que soit le secteur d'étude, sont majoritairement orientés entre N45° et N90°. Cette orientation ressort d'autant mieux lorsque toutes les données sont représentées sur un unique diagramme (figure 5.4a).

De nombreux travaux ont montré, sur Terre, qu'il existait une relation entre la longueur L d'un décrochement et son rejet r (e.g. Anderson 1942, Walsh et Watterson 1988, Cowie et Scholz 1992b). Cette relation se traduit par un rapport r/L relativement constant. Nous avons donc déduit ce rapport pour chacune des mesures acquises sur Europe. La figure 5.4b est une représentation stéréographique qui permet de visualiser à la fois l'orientation des failles, le rapport r/L et le sens de déplacement le long de la faille pour les quatre régions d'étude. Le pendage d'un plan classiquement représenté sur ce genre de diagramme est ici remplacé par la valeur du rapport r/L en considérant qu'un plan vertical correspond au rapport minimal du jeu de données sur Europe, tandis qu'un plan horizontal correspond au rapport maximal. On obtient donc des valeurs comprises entre 0 et 90 en appliquant l'équation suivante :

$$(r/L)^{\circ} = \frac{90[(r/L)_{\max} - (r/L)_x]}{[(r/L)_{\max} - (r/L)_{\min}]} \quad \text{éq.(5.1)}$$

où $(r/L)^{\circ}$ est la valeur normalisée de $(r/L)_x$ comprise entre 0 et 90, et où $(r/L)_{\min}$ correspond à 90 et $(r/L)_{\max}$ correspond à 0. Les pôles de ces plans sont ainsi représentés sur la figure 5.4b.

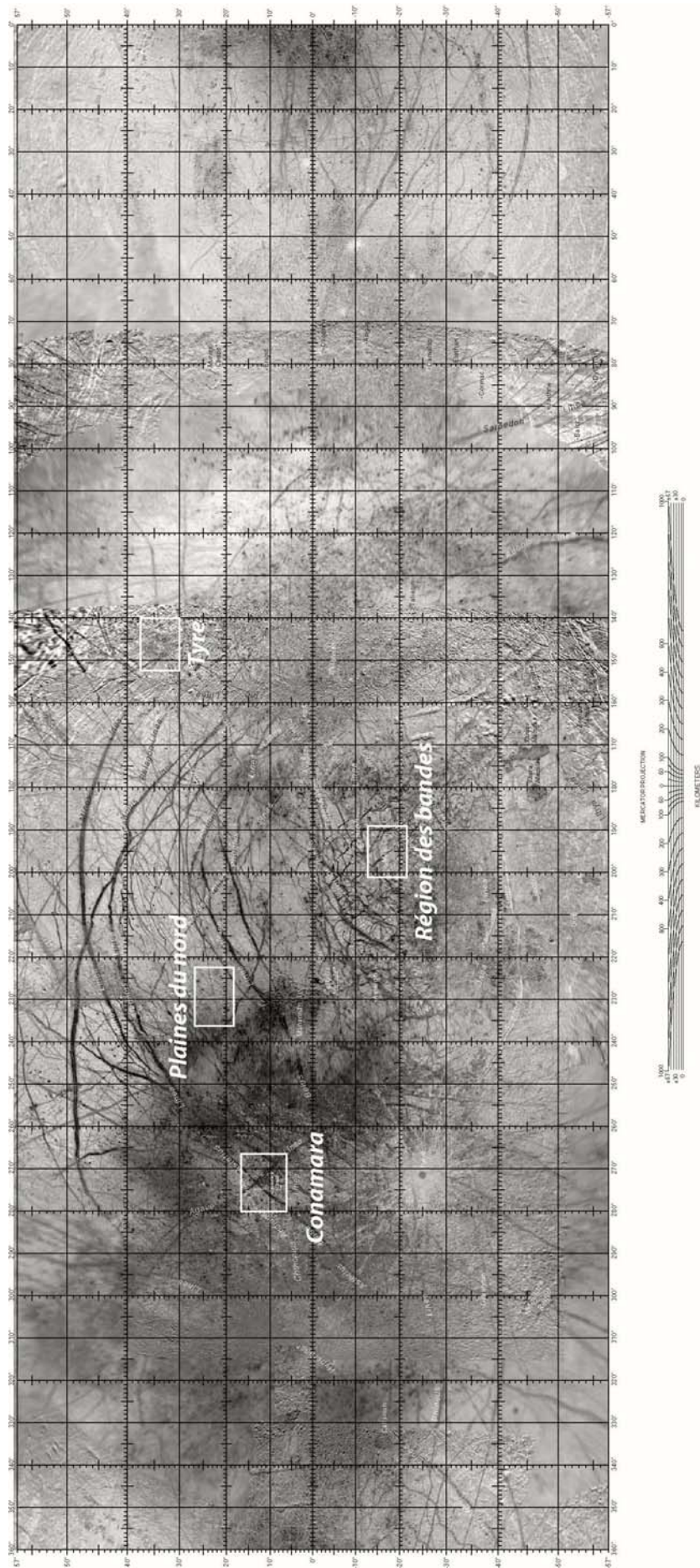


Figure 5.2

Localisation des quatre régions d'étude dans lesquelles les longueurs et les rejets ont été mesurés (Hoppa et al. 2000).

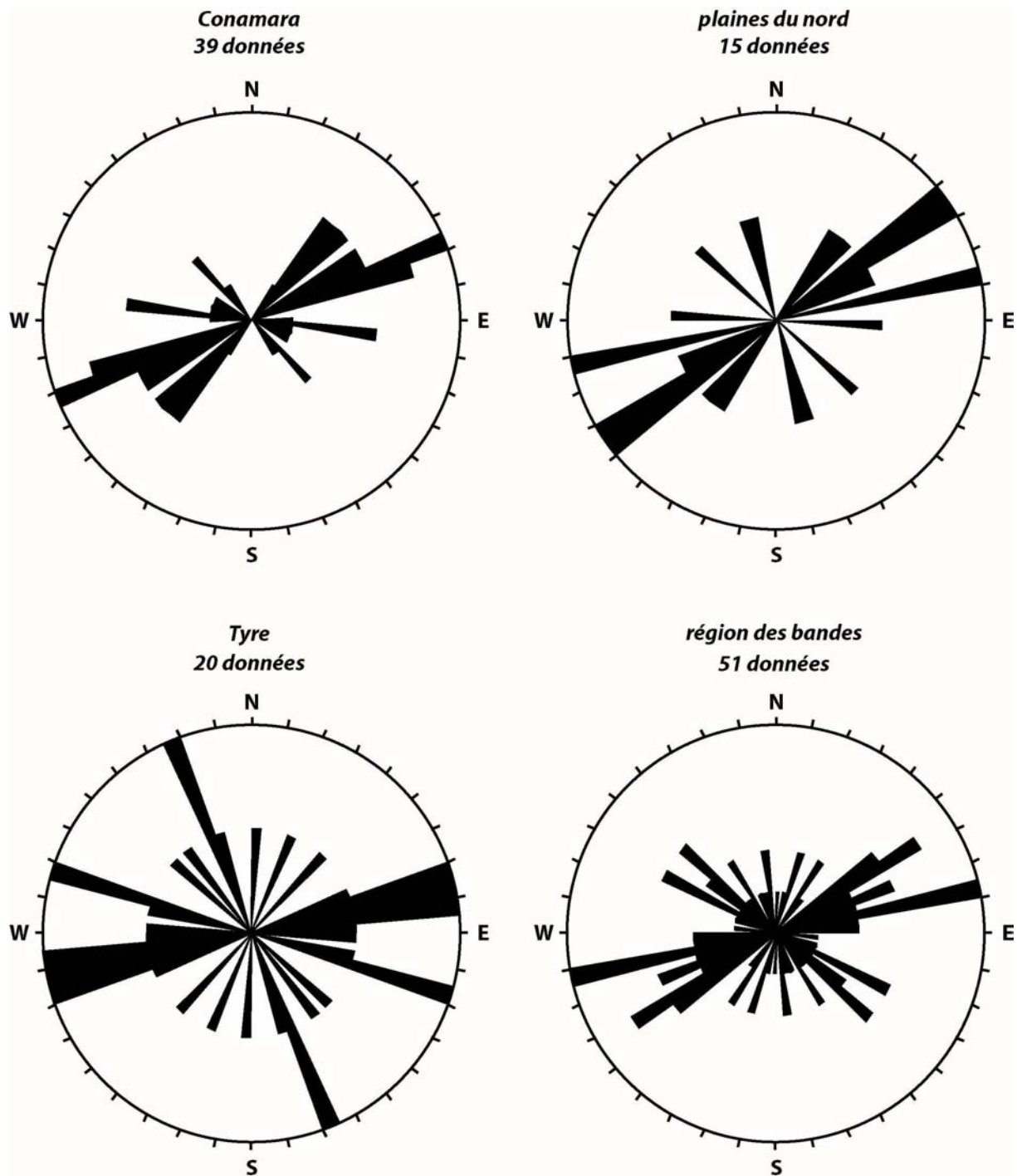
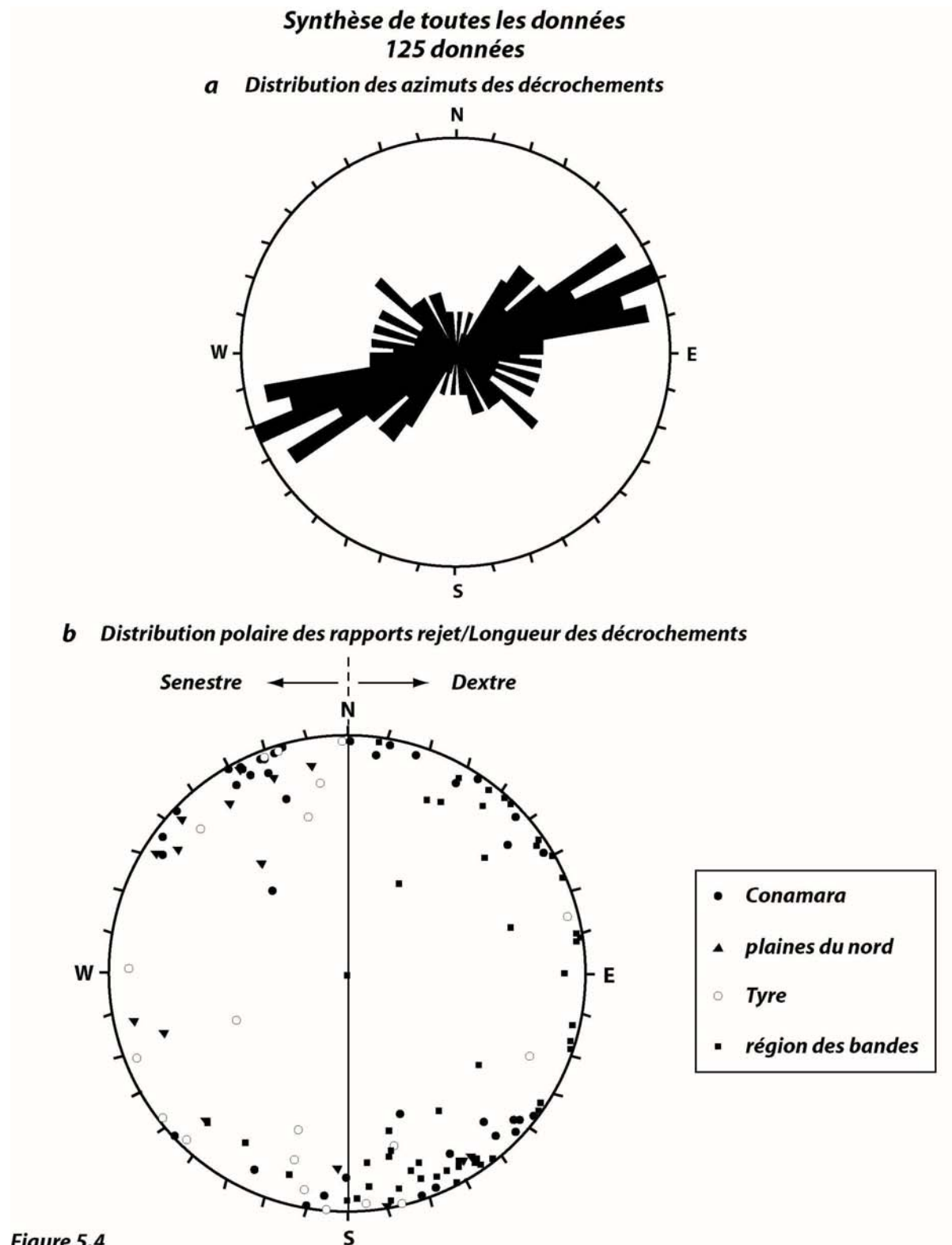


Figure 5.3

Distribution de l'orientation des décrochements dans les quatre zones d'étude sélectionnées par Hoppa et al. (2000). Dans tous les secteurs, on distingue une orientation préférentielle des failles comprise entre N45° et N90°.

**Figure 5.4**

La synthèse des données relevées sur Europe montre clairement l'orientation préférentielle des décrochements, qu'ils soient dextres ou senestres et quel que soit l'hémisphère (a). D'autre part, la représentation stéréographique (b) représente les pôles de plans définis par l'orientation des failles et le rapport r/L . Par convention et pour faire ressortir les orientations, la valeur minimale de r/L correspond à un plan passant par le centre du diagramme et donc à un pôle situé sur le cercle à 90° de l'orientation de la faille. De plus, les pôles des décrochements senestres sont représentés dans l'hémicercle gauche. On constate à première vue que les rapports r/L sont généralement plutôt faibles (pôles proches de la bordure du stéréogramme).

Les orientations étant calées sur 180° , il devient également possible de visualiser dans le demi-cercle de gauche les décrochements senestres et dans le demi-cercle droit les décrochements dextres. La première constatation que l'on peut dégager de ce mode de représentation graphique est que les pôles sont généralement situés à proximité de la bordure du cercle. Le rapport r/L est donc, en général, assez faible et ce quelle que soit l'orientation de la faille ou la région d'étude.

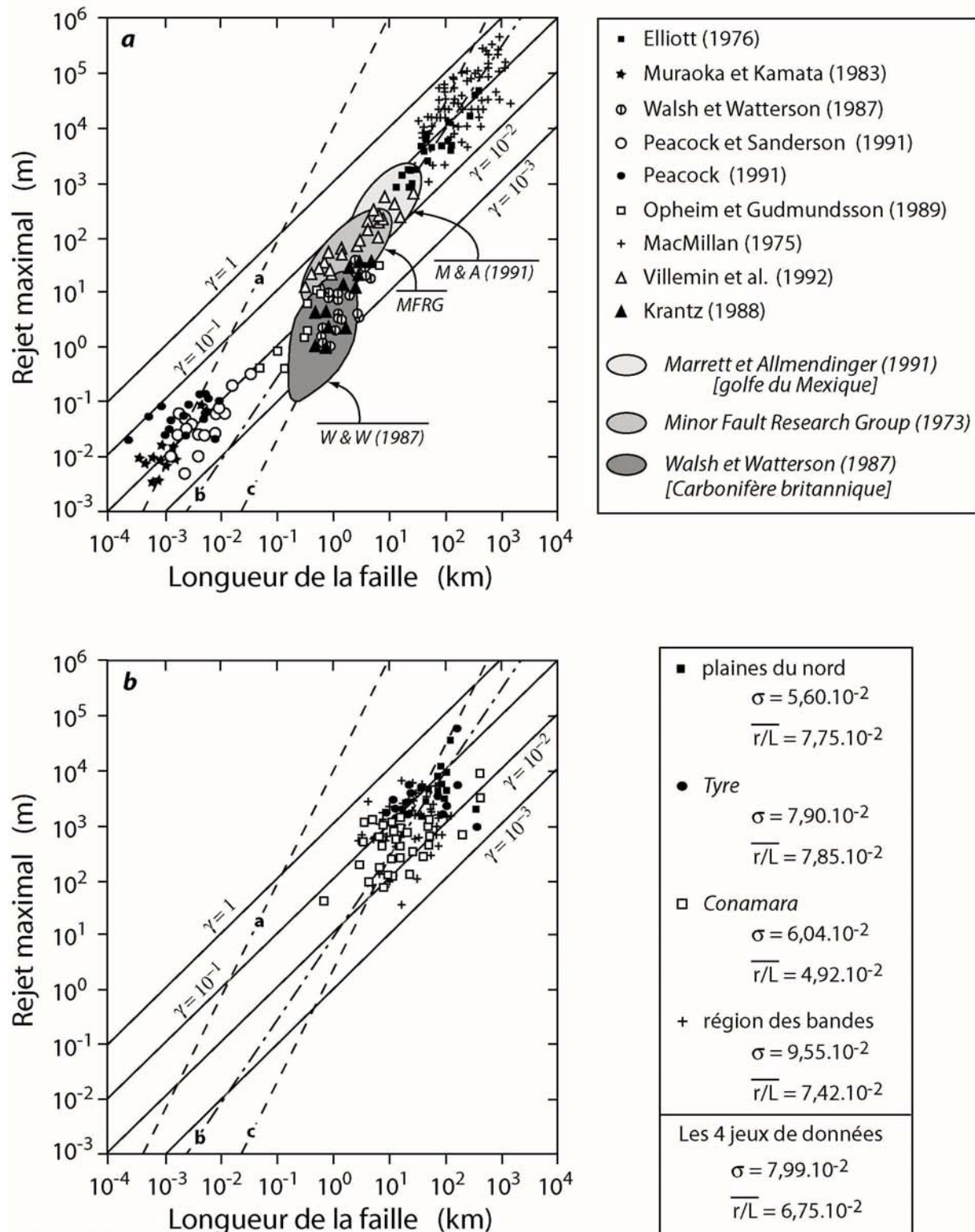
1.2.2. Les données terrestres et leur signification

Cowie et Scholz (1992b) ont réalisé une synthèse des données de terrain acquises entre 1973 et 1992. Ces données ont été acquises dans des contextes tectoniques et des lithologies très variées [e.g. depuis le Carbonifère et le Permien d'Angleterre ou de Lorraine (alternance de grès, de calcaires, de marnes et de niveaux charbonneux) pour Walsh et Watterson (1987) et Villemain et al. (1992), aux dépôts lacustres pléistocènes du Japon pour Muraoka et Kamata (1983), en passant par des basaltes islandais (Opheim et Gudmundsson 1989), des grès et des calcaires jurassiques (Krantz 1988, Peacock et Sanderson 1991) ou des formations métasédimentaires paléozoïques (Elliott 1976)]. L'objectif de leurs travaux est de montrer qu'une relation linéaire entre r et L du type $\gamma=r/L$ peut rendre compte de l'ensemble des jeux de données terrestres. La figure 5.5a présente ces jeux de données et les droites d'isovaleurs de γ telles que définies par Cowie et Scholz (traits pleins annotés). La variation de γ entre les petits accidents (<10 km) et les grands décrochements (>10 km) est, selon eux, principalement contrôlée par le fait que la géométrie de la faille n'est plus tridimensionnelle mais est limitée à sa base par une transition rhéologique. Autrement dit, ils interprètent cette variation comme marquant le passage de failles 3D non perturbées par des transitions rhéologiques crustales à des failles 2D qui sont connectées à des couches de décollement (e.g. les chevauchements canadiens mesurés par Elliott (1976) traversent l'intégralité de l'épaisseur cassante de la croûte supérieure).

Walsh et Watterson (1988) proposent une autre explication en se servant d'un jeu de données acquis à différentes échelles et dans des lithologies différentes. Ils déduisent une relation en puissance du type :

$$r = \frac{L^2}{P} \quad \text{éq.(5.2)}$$

où P est une variable relative aux propriétés du matériau. Nous reviendrons sur cette variable par la suite.

**Figure 5.5**

Diagrammes Log-Log du rejet maximal (r) de décrochements terrestres (a, d'après Cowie et Scholz 1992a) et sur Europe (b) en fonction de la longueur des failles (L). Les droites en trait plein représentent des rapports r/L (notés γ) linéaires et constants. Les droites (a) et (c) en pointillés expriment une relation en puissance entre r et L avec un exposant de 2 (Walsh et Watterson 1988). La droite en pointillés (b) représente une relation en puissance avec un exposant de 1,5 (Marrett et Allmendinger 1991). On constate que la distribution des mesures relevées sur Europe (Hoppa et al. 2000) coïncide assez bien avec celle qui est observée sur Terre ($1 > \gamma > 10^{-3}$). Les écarts-types et les moyennes de chaque jeu de données sont précisés en encart.

La dispersion des mesures dans le diagramme r - L est ici interprétée comme la résultante des variations lithologiques et donc des propriétés du matériau, et notamment de la variation du module de cisaillement. La droite (a) de la figure 5.5a correspondrait ainsi à des modules de cisaillement de 0,1 à 0,2 GPa, tandis que la droite (c) correspondrait à des modules de cisaillement supérieurs de l'ordre du GPa à plusieurs dizaines de GPa.

Marrett et Allmendinger (1991) choisissent quant-à eux une loi en puissance du type :

$$r = \frac{L^{1,5}}{P} \quad \text{éq.(5.3)}$$

Leur régression (droite b de la figure 5.5a) passe au mieux par l'ensemble des points et suggère qu'il existe une relation universelle entre r et L indépendante des propriétés du matériau ou de la géométrie de la faille. Cependant, leur régression est tout de même très éloignée des failles de petites dimensions.

1.2.3. Comparaison des rapports d'Europe avec les données terrestres

Les rapports r/L déterminés sur Europe ont été reportés sur un même graphe puis comparés aux données terrestres (figure 5.5b). Pour la gamme de longueurs de faille $50 \text{ km} < L < 400 \text{ km}$, les rapports déduits sur Europe sont en bon accord avec les rapports terrestres, malgré une dispersion plus importante des mesures sur Europe. On retrouve bien $10^{-3} < \gamma < 1$ pour la totalité des points et 62,4% des points sont situés entre 10^{-2} et 10^{-1} , avec tout de même un écart-type de $7,99 \cdot 10^{-2}$ par rapport à une moyenne de $6,75 \cdot 10^{-2}$. De plus, les régressions de Walsh et Watterson (1988) et de Marrett et Allmendinger (1991) se croisent précisément dans le nuage de points et semblent correspondre à l'alignement général de ce nuage (voir la figure 5.5b). Il semble que, même dans le cas d'Europe, on puisse invoquer l'existence d'une loi reliant r et L semblable à la relation établie sur Terre, malgré une lithologie assez différente puisque la surface d'Europe est constituée de glace et non de silicates. Dans cette gamme de longueur de faille, l'apparente similitude avec les données terrestres ne permet toutefois pas de savoir si c'est la géométrie de la faille ou les variations de lithologie qui contrôlent le rapport r/L . Pour confirmer l'une ou l'autre de ces hypothèses, il faudrait mesurer les rejets d'accidents plus petits et noter l'évolution des rapports.

Malgré cette apparente similitude, il faut noter une dispersion plus importante des points. Nous détaillerons les facteurs pouvant concourir à expliquer cette distribution au cours de la discussion (paragraphe 4). La majorité des rapports r/L est, malgré tout, très proche des rapports terrestres. A partir de cette constatation, nous avons essayé de pousser le

raisonnement un peu plus loin en proposant une estimation des temps de propagation de décrochements représentatifs du nuage de points dans le paragraphe suivant.

1.3. Etude de la propagation des décrochements

Walsh et watterson (1988) proposent une méthode de détermination des propriétés du matériel à partir de la géométrie des failles et des déplacements cosismiques mesurables sur le terrain. Nous avons adapté cette méthode au cas d'Europe avec des géométries de failles correspondant au jeu de données. Le problème principal vient du fait que l'on n'a accès, ni aux déplacements cosismiques, ni au nombre d'événements impliqués dans le jeu des failles. Nous sommes donc partis, à titre exploratoire, des propriétés de la glace pour tenter d'évaluer ces paramètres.

La chute des contraintes ($\delta\sigma$) pour un événement sismique unique est approchée par (Kanamori et Anderson 1975) :

$$\delta\sigma = \Lambda G \times \frac{2u_n}{L} \quad \text{éq.(5.4)}$$

où G est le module de cisaillement, u_n est le déplacement produit lors du dernier événement sismique et avec le facteur de forme $\Lambda = \frac{7\pi}{16}$ pour le cas d'une faille circulaire.

La variable P dépendante des propriétés mécaniques du matériau des équations (5.2) et (5.3) peut être calculée comme suit :

$$P = \left(\frac{\Lambda G}{\delta\sigma} \right)^2 \times 8a \quad \text{éq.(5.5)}$$

où a représente l'incrément de déplacement entre chaque événement sismique lié à l'augmentation de surface de la faille. Si l'on considère la relation en puissance de Walsh et Watterson (1988), on peut alors réécrire l'équation (5.2) :

$$r = \frac{L^2}{\left(\frac{\Lambda G}{\delta\sigma} \right)^2 \times 8a} \quad \text{éq.(5.6)}$$

Il est alors possible de déduire l'incrément de déplacement entre chaque événement :

$$a = \frac{u_n^2}{2r} \quad \text{éq.(5.7)}$$

puis de remonter au nombre d'événements sismiques impliqués le long de la faille pour produire le rejet observé :

$$n = \frac{u_n}{a} \quad \text{éq.(5.8)}$$

En fixant la valeur du module de cisaillement $G = 3,8$ GPa (valeur extrapolée aux basses températures d'après Hobbs 1974, voir l'annexe A) et en utilisant les valeurs de rejet et de longueur mesurées sur les images, on peut calculer n en fonction du déplacement occasionné lors du dernier événement sismique U_n (figure 5.6).

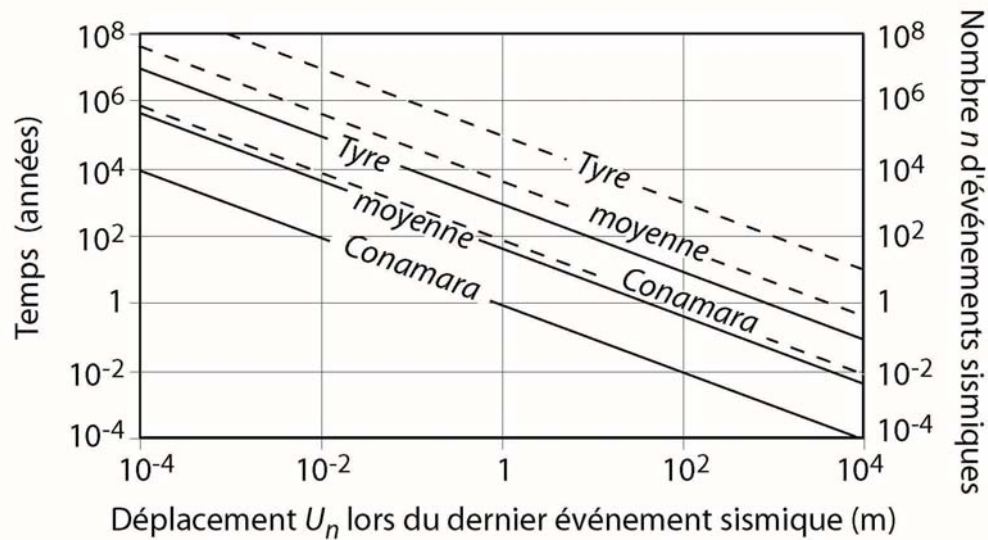


Figure 5.6

Nombre total d'événements sismiques impliqués en fonction du déplacement cosismique supposé lors du dernier événement (droites en pointillés). Deux décrochements en bordure du nuage de points de la figure 5.5b représentent les extrema. La droite intermédiaire correspond à une faille synthétique dont le rejet et la longueur sont les moyennes des rejets et des longueurs du jeu de données. La plus petite faille a été mesurée dans la région de Conamara et l'une des plus grandes failles (présentant le rejet le plus important du jeu de données) se trouve dans la région de Tyre. Le temps d'activité de ces décrochements a été déduit (traits pleins) en supposant qu'un événement sismique correspond à une rotation diurne (voir le texte).

Le mécanisme de formation des décrochements proposé par Hoppa et al. (1999c, voir la figure 1.34) suggère que les déformations sont principalement contrôlées par la rotation diurne d'Europe (i.e. 3,55 jours). Si l'on considère qu'une rotation diurne correspond à un événement sismique, on peut exprimer le temps d'activité d'un décrochement en fonction du déplacement total le long de la faille lors de la dernière rotation d'Europe (figure 5.6). Ainsi, pour $U_n \sim 1$ m, on peut estimer qu'un décrochement moyen pour lequel $r=\bar{r}$ et $L=\bar{L}$ se forme en moins de 100 ans. Nous n'avons malheureusement aucun moyen de contraindre les derniers déplacements le long des décrochements. De plus, plusieurs points concernant la méthode utilisée et les données elles-mêmes sont discutables.

1.4. Discussion et améliorations à apporter

1.4.1. Propriétés mécaniques de la croûte

La similitude entre les rapports r/L terrestres relevés sur des terrains de natures lithologiques très variées et les rapports mesurés sur Europe dans la gamme $50 \text{ km} < L < 400 \text{ km}$ alimente la critique des arguments de Walsh et Watterson (1988), qui préconisent un contrôle avant tout lithologique sur le rapport r/L . Ce contrôle n'est cependant pas totalement à exclure dans la mesure où le module de cisaillement utilisé pour la glace aux basses températures de surface ($\sim 3,8 \text{ GPa}$) reste compatible avec la gamme de modules de cisaillement (du GPa à la dizaine de GPa) que proposent Walsh et Watterson (1988).

Il existe, malgré la similitude de la moyenne des rapports, une dispersion plus forte des points sur le jeu de données d'Europe. Cette distribution plus éparse des rapports r/L pourrait résulter du concours de plusieurs facteurs :

1) Les spectres infra-rouges et ultra-violets montrent que la surface d'Europe est, par endroits, enrichie en hydrates de magnésium, de sodium ou/et d'acide sulfurique (McCord et al. 1998, Carlson et al. 1999). La répartition de ces espèces chimiques n'est manifestement pas aléatoire : on en distingue des concentrations plus importantes autour des grandes rides ou sur les surfaces néoformées (matrice des *chaos* ou surface striée des bandes sombres). Une variabilité des propriétés mécaniques de la glace en surface peut de ce fait légitimement être invoquée. Néanmoins, d'une part, il est difficile de quantifier l'influence de ces composés sur les propriétés élastiques de la croûte, d'autre part, la répartition de ces impuretés en profondeur n'est, *a priori*, pas connue.

2) Les propriétés mécaniques de la glace sont très dépendantes de la température. Des effets thermiques importants liés à la remontée de diapirs de glace plus chaude (Pappalardo et al. 1998) ou à la présence d'une croûte plus fine par endroits pourraient avoir des conséquences majeures sur le module de cisaillement et la propagation des fractures en surface, et donc sur le rapport r/L .

3) Les processus tectoniques sont différents de ceux que l'on retrouve sur Terre. Les déformations de surface, contrôlées par les marées joviennes, y sont plus importantes que sur Terre, périodiques (e.g. Hoppa et al. 1999c) et très dépendantes des latitudes et des longitudes (Greenberg et al. 1998, Tobie et al. 2003).

1.4.2. Structure de la croûte de glace

Contrairement à Walsh et Watterson (1988), Cowie et Scholz (1992b) ont émis l'hypothèse que la variation des rapports terrestres pouvait être liée à la géométrie des failles. Les décrochements de grande taille parviendraient à une transition rhéologique en profondeur. Un saut progressif des rapports est observé sur la figure 5.5 pour des longueurs de faille de l'ordre de 10 km. Cette distance correspondrait donc à la profondeur de la transition. De la même manière, on peut envisager que les rapports mesurés sur Europe sont dépendants de la géométrie des failles. La dispersion des rapports γ pourrait ainsi trahir l'existence d'une transition rhéologique de profondeur très irrégulière ou encore de plusieurs transitions rhéologiques. Là encore, la nature des transitions reste discutable. La composition chimique ou encore des anomalies thermiques dans la croûte pourraient favoriser de telles transitions. Toutefois, il n'est pas inconcevable que la distribution assez large des rapports reflète des variations d'épaisseur de la croûte de glace reposant sur un océan liquide. Il faut tout de même garder à l'esprit que le fluage de la glace tend à rééquilibrer la topographie de la base de la croûte assez rapidement (Stevenson 2000, O'Brien et al. 2002). Quoi qu'il en soit, ces variations latérales de la profondeur de la transition semblent importantes dans la mesure où la dispersion des rapports est aussi observée dans chacune des quatre régions d'étude (les écarts-types des 4 jeux de données d'Europe sont compris entre $5,6 \cdot 10^{-2}$ et $9,55 \cdot 10^{-2}$ pour des valeurs moyennes des rapports comprises entre $4,92 \cdot 10^{-2}$ et $7,85 \cdot 10^{-2}$).

1.4.3. Améliorations à apporter et perspectives

Ce travail préliminaire reste qualitatif et n'apporte finalement pas beaucoup d'informations quantitatives quant-àux propriétés mécaniques ou à la structure de la croûte de glace. Il mérite à ce titre d'être approfondi.

Tout d'abord, l'identification et la mesure du rejet sur des décrochements plus petits apporteraient des contraintes importantes sur l'interprétation des rapports r/L . Cela permettrait de vérifier si la dispersion des rapports sur les grandes failles subsiste à petite échelle et si l'on a des variations importantes des rapports. La répartition des rapports sur une gamme plus étendue de longueurs de faille fournirait des informations précieuses sur les mécanismes qui contrôlent la quantité de rejet sur une faille. Evidemment, les résolutions sont généralement trop élevées pour rendre possible ce genre de mesure, et, quand elles le permettent, les

décrochements ne sont pas imagés sur toute leur longueur et il est impossible de déduire un rapport r/L .

D'autre part, on est en droit de se poser des questions à propos des mesures elles-mêmes. Les rides et les fractures sont tellement abondantes à la surface d'Europe qu'il est difficile, dans certains cas, d'affirmer avec certitude que les longueurs mesurées sur les décrochements n'ont aucunement souffert de recouvrements ou de décalages par des structures postérieures. La dispersion des données observée sur la figure 5.5b par rapport aux données terrestres pourrait, en partie, refléter ce problème.

Une autre approche consisterait à trouver un décrochement intégralement préservé permettant la mesure régulière du rejet sur toute sa longueur. Il serait dès lors possible de reconstruire la courbe de déplacement le long de la faille (figure 5.7). L'identification de la zone de chute brutale du rejet (notée S sur la figure 5.7) permettrait, en accord avec la théorie de la rupture élastique linéaire (LEFM), de remonter aux propriétés du matériau et notamment au module de cisaillement de la croûte de glace (Cowie et Scholz 1992b).

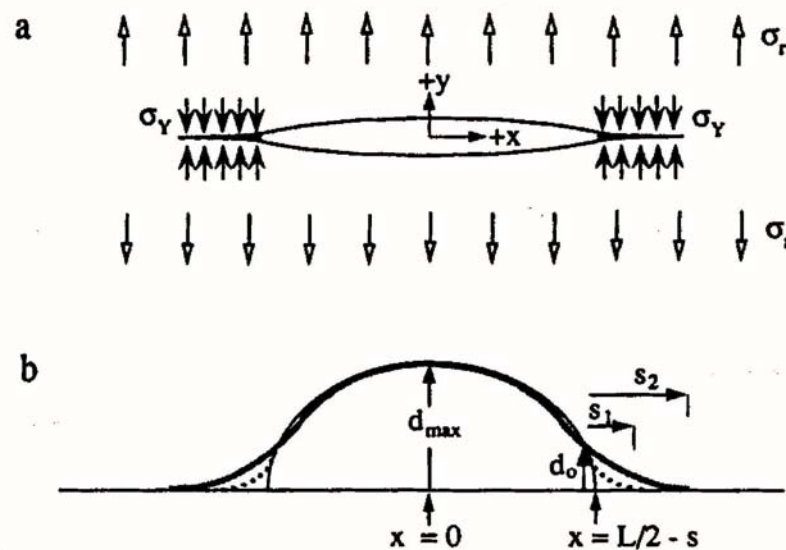


Figure 5.7

Représentation théorique d'une faille et de sa propagation (d'après Cowie et Scholz 1992b). (a) Contraintes théoriques dans l'environnement proche d'une faille avec σ_y la cohésion du matériau et σ_r la contrainte régionale appliquée sur la faille. (b) Courbe idéale montrant le rejet (d) en tous points le long de la faille. Une inflexion de cette courbe marque les extrémités de la faille. La longueur de cette inflexion est notée S .

1.5. Conclusions et perspectives envisageables

Cette étude a montré que les ratios r/L mesurés sur des décrochements issus de quatre régions de la surface d'Europe étaient similaires aux ratios terrestres pour des longueurs de faille de 50 à 400 km. Les différentes régressions proposées dans la littérature sur des jeux de données terrestres sont en accord avec les mesures d'Europe. Cependant la dispersion plus importante des rapports r/L dans le cas d'Europe amène à se poser la question du processus principal qui contrôle la quantité de rejet le long d'un décrochement et la propagation de la faille elle-même. Les deux grandes hypothèses avancées pour le cas des failles terrestres (i.e. le module de cisaillement du matériau et le changement de géométrie de la faille lié à une transition rhéologique) ont été discutées. Malheureusement, le manque de données pour des longueurs de failles plus petites ne permet pas de conclure. Une tentative de contrainte du temps moyen d'activité des décrochements sur Europe montre qu'il manque une information importante : la déformation instantanée lors d'un événement sismique. L'approche de Cowie et Scholz (1992b) pourrait être une piste intéressante pour estimer, entre autre, le module de cisaillement de la croûte dans les régions d'étude.

Partie 2

Cette partie est marginale par rapport au travail présenté jusqu'ici. Il s'agit de deux approches expérimentales ayant un rapport plus ou moins direct avec Europe. La première étude concerne le dimensionnement et la faisabilité d'un projet expérimental élaboré avec Olivier Grasset. La seconde étude concerne l'exploration du diagramme de phase du mélange binaire $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$ à haute pression et basse température à l'aide d'un cryostat à enclumes de saphir. Ces expériences furent menées sous la direction d'Olivier Grasset au laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes. Cette partie ne sera cependant pas développée intégralement dans ce chapitre car les résultats ont fait l'objet de deux communications qui sont intégrées en annexe.

2. Etude expérimentale de la couche externe d'eau d'Europe

2.1. But de l'expérience

Il s'agit de recréer un modèle aux dimensions de la couche externe d' H_2O d'Europe : une croûte de glace flottant sur un océan liquide. L'intérêt de cette étude est porté sur les interactions entre la croûte de glace et une couche liquide située juste au-dessous. L'étude de la fusion de la croûte sous l'effet d'une anomalie thermique est envisagée afin de comprendre les mécanismes de formation des *chaos*. Par la suite, différentes expériences incluant des océans enrichis en sels de magnésium ou autres éléments chimiques pourront être menées. Celles-ci permettront de vérifier dans des conditions expérimentales analogues l'influence d'une stratification de l'océan sur les temps nécessaires à la fusion et à la production des structures chaotiques (Carr et al. 1998, Spaun et al. 1998, 2002, Collins et al. 2000, Riley et al. 2000, Thomson et Delaney 2001, O'Brien et al. 2002).

2.2. Modèle considéré

Un modèle simple constitué d'une croûte de glace reposant sur une couche d'eau liquide est envisagé. Nous partirons de l'*a priori* qu'aucune convection solide n'a lieu au sein de la croûte de glace. Afin de décrire le modèle et d'exploiter les résultats, il faut dimensionner les grandeurs fondamentales et définir des rapports cohérents entre les grandeurs originales et celles du modèle. Prenons pour indice « m » pour le modèle, « e »

pour Europe, et « * » pour le rapport des dimensions du modèle sur les dimensions d'Europe également appelé critère de similitude. L'aspect général du dispositif expérimental envisagé est visible sur la figure 5.9.

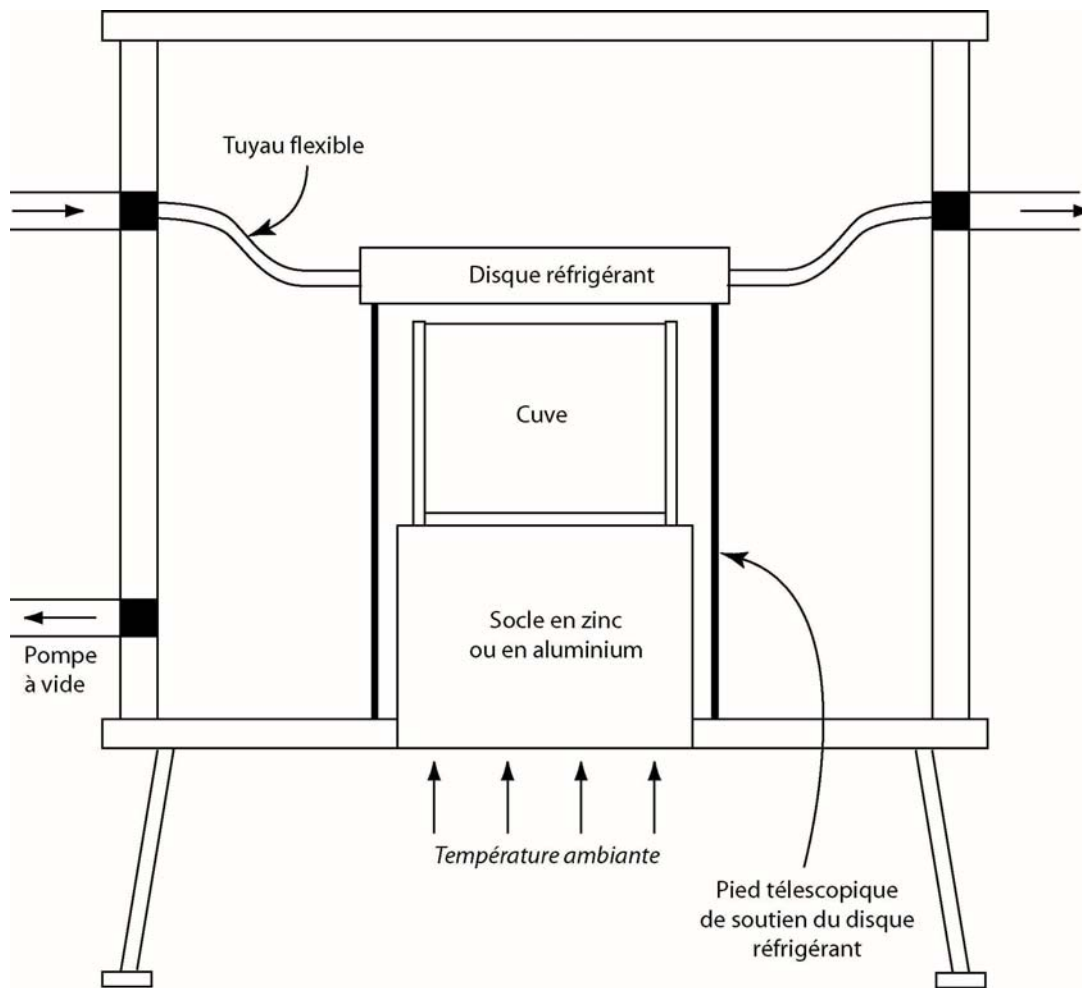


Figure 5.9

Schéma général de l'appareillage expérimental. Le sommet de la cuve est soumis à des faibles températures, tandis que la base de la cuve repose sur un socle métallique transmettant la température ambiante. Le système réfrigérant consiste en un circuit d'air comprimé dont le flux est réglable. L'air comprimé est refroidit lors de son passage dans une spire en cuivre plongée dans l'azote liquide (77 K), puis il entre dans l'enceinte à vide et refroidit le sommet de la cuve contenant le liquide.

2.3. Grandeurs fondamentales

La construction d'un modèle réduit aux dimensions nécessite la vérification de la proportionnalité entre les valeurs des grandeurs physiques sur Europe et celles du modèle. Les relations suivantes peuvent être établies pour les grandeurs fondamentales :

La température T (K)	$T_m = T_* \times T_e$	éq.(5.9)
------------------------	------------------------	----------

Le temps t (s)	$t_m = t_* \times t_e$	éq.(5.10)
------------------	------------------------	-----------

La distance d (m)	$d_m = d_* \times d_e$	éq.(5.11)
---------------------	------------------------	-----------

La masse m (kg)	$m_m = m_* \times m_e$	éq.(5.12)
-------------------	------------------------	-----------

Toutes les autres grandeurs sont dérivées de ces quatre grandeurs fondamentales.

Il faut donc dans un premier temps définir les valeurs optimales de T_* , t_* , d_* et m_* compatibles avec une construction techniquement simple, peu onéreuse et autorisant un protocole expérimental des moins contraignants.

Dans notre cas, les matériaux sont les mêmes (glace et eau). Les propriétés liées aux matériaux sont donc identiques, notamment la température (point de fusion) et les constantes de diffusion et de conduction, donc,

$$T_* = T_m/T_e = 1 \quad \text{éq.(5.13)}$$

La distance et le temps sont reliés par la diffusivité thermique κ (m²/s) et l'on obtient :

$$\kappa_m = \kappa_* \times \kappa_e \quad \text{avec} \quad \kappa_* = (d_*^2/t_*) = 1 \quad \text{éq.(5.14)}$$

Il ne reste plus qu'à jouer sur t_* et d_* pour définir les dimensions de la cuve et la durée d'une expérience avec

$$t_* = t_m/t_e \quad \text{éq.(5.15)}$$

$$d_* = d_m/d_e \quad \text{éq.(5.16)}$$

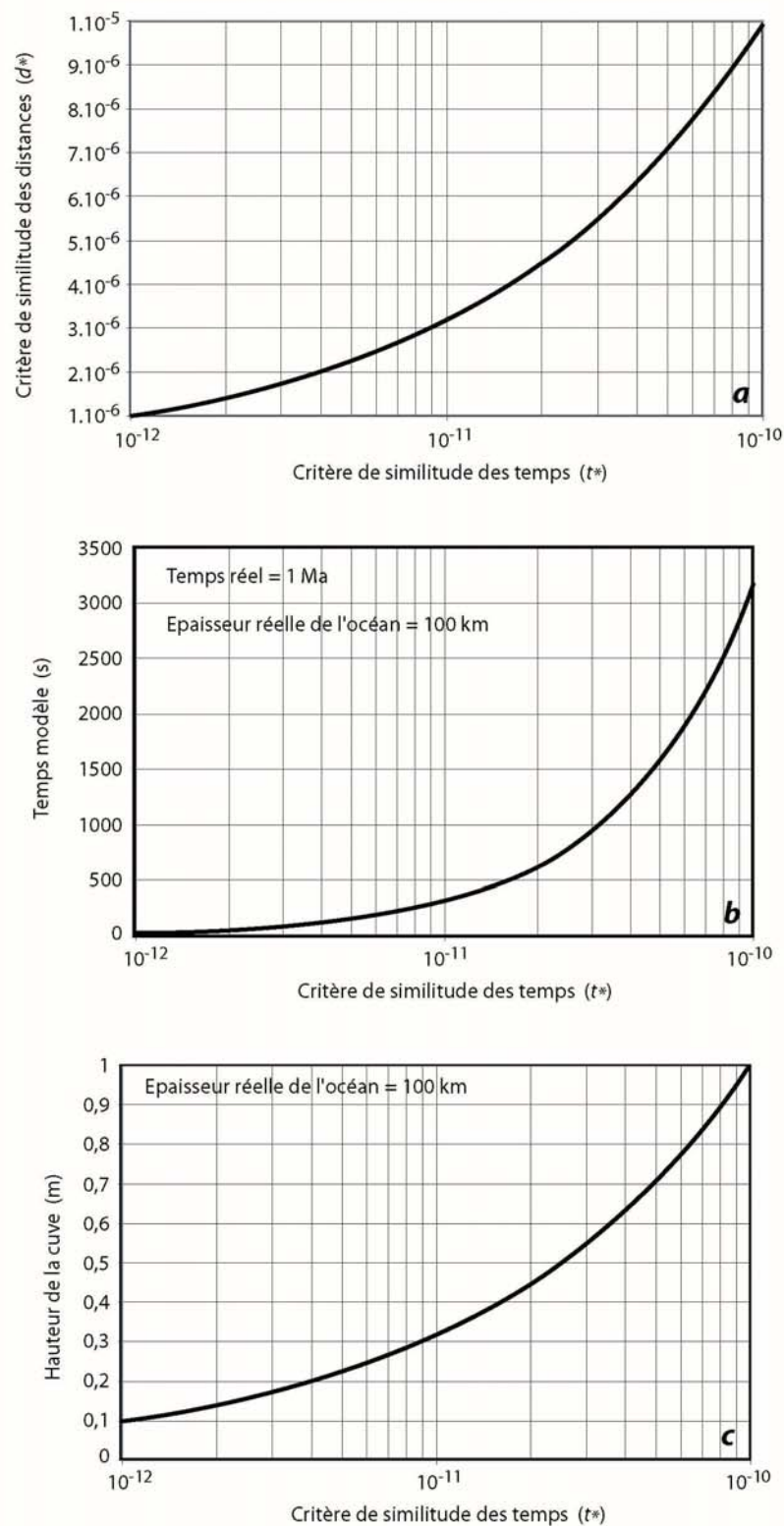
et sachant que $t_* = d_*^2$ d'après l'équation (5.14)

On obtient donc dimensions de la cuve = $t_*^{1/2} \times$ dimensions sur Europe éq.(5.17)

La variation de d_* en fonction de t_* est visible sur la figure 5.10a. Cette courbe permet de trouver le meilleur rapport entre les dimensions de la cuve et les temps impliqués lors d'une expérience. Une fois le critère de similitude des temps fixé, les temps et les dimensions de la cuve peuvent être définies à partir des graphes 5.10b et 5.10c.

En considérant le cas d'une couche externe d'eau de 100 km d'épaisseur, nous privilégions une hauteur de cuve de 10 cm donnant $d_* = 10^{-6}$. D'après l'équation (5.14), on peut lire sur la figure 5.10a que $t_* = 10^{-12}$. Ainsi, 1 Ma dans la réalité correspondent à ~30 secondes dans le modèle.

Le diamètre d'une zone chaotique de type *Conamara Chaos* atteint 90 km. Il faut donc choisir une base de cuve de dimensions suffisamment grandes pour obtenir ce genre de structure à l'échelle du modèle et en limitant au maximum les effets de bord éventuels. Nous préconisons ainsi un rapport de hauteur sur largeur égal à 0,5 avec une base carrée de 20 cm de côtés (voir l'annexe C).

**Figure 5.10**

Dimensionnement des grandeurs fondamentales. (a) Dépendance des critères de similitude des distances et des temps. Cette courbe permet de définir les critères de similitude afin d'ajuster au mieux les dimensions de l'appareil et les temps de déroulement des expériences. Le graphe (b) indique le temps modèle nécessaire pour observer 1 Ma sur Europe en fonction du critère de similitude des temps choisi. La courbe (c) indique les hauteurs de cuve à fixer en fonction du critère de similitude des temps choisi.

2.4. Le rôle de la gravité

La gravité joue, *a priori*, un rôle moteur dans la mesure où le transfert de chaleur depuis la source, située à la base du modèle, jusqu'à la base de la croûte glacée s'effectue par convection dans la couche liquide.

La gravité peut se définir ainsi, $g_m = g^* \times g_e$ soit, $g^* = g_m / g_e$ éq.(5.18)

ou encore, $g^* = d^* / t^{*2}$ éq.(5.19)

Cependant cette grandeur pose problème puisque g^* n'est pas identique selon qu'on le calcule avec les équations (5.18) ou (5.19) : $g^* = 7,43$ selon éq.(5.18)

$g^* = 10^{18}$ selon éq.(5.19)

La relation (5.18) impose des dimensions et des durées surréalistes dans un cadre expérimental. Cependant, on peut s'affranchir des problèmes relatifs à la gravité si les forces d'inertie sont négligeables par rapport aux forces de gravité (Hubbert 1937). Ce rapport est exprimé à travers le nombre adimensionné de Froude (Rodrigues et al. 2001) :

$$Fr = \frac{N^2 \cdot D}{g} \quad \text{éq.(5.20)}$$

où N est la vitesse caractéristique de l'eau (en s^{-1}), D représente le diamètre de la source de chauffage et g est la gravité. On peut estimer N en calculant la vitesse d'ascension de l'eau (U) grâce au nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{\alpha \rho g \cdot \Delta T \cdot b^3}{\mu \kappa} \quad \text{éq.(5.21)}$$

Et en extrapolant la loi d'échelle établie par Xin et Xia (1996) pour calculer la vitesse maximale de cellules convectives dans un fluide de Prandtl faible et de Reynolds élevé et dans la gamme $10^8 < Ra < 10^{10}$:

$$U \approx 0,8 \cdot Ra^{0,5} \times \frac{\kappa}{2b} \quad \text{éq.(5.22)}$$

Où b et ΔT sont respectivement la hauteur et la variation de température entre la base et le sommet de la couche liquide et, α , ρ , κ et μ sont respectivement le coefficient d'expansion thermique, la densité, la diffusivité thermique et la viscosité dynamique de l'eau.

On peut ainsi remonter à la valeur de la vitesse caractéristique de l'eau dans le panache ascendant (Rodrigues et al. 2001) : $N = U / D$ éq.(5.23)

On peut désormais calculer les nombres de Froude et de Reynolds de la couche liquide d'Europe et donc comparer les forces d'inertie par rapport aux forces de gravité. Les

paramètres utilisés figurent dans la table 5.1 et les valeurs déterminées sont reportées dans la table 5.2.

Paramètres utilisés	Valeurs correspondantes
Viscosité dynamique (μ)	$1,76.10^{-3}$ Pa.s
Densité (ρ)	1000 kg.m^{-3}
Diffusivité thermique (κ)	$1,36.10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient d'expansion thermique (α)	$5,69.10^{-5} \text{ K}^{-1}$
Prandtl (Pr)	12,5

Table 5.1 Valeurs des constantes liées au matériau de la couche liquide utilisé dans le modèle.

Variable	Europe	Modèle	Critère de similitude
Épaisseur de la couche liquide (b)	100 km	10 cm	1.10^{-6}
Rayleigh (Ra)	$1,6.10^{24}$	$1,2.10^7$	$7,43.10^{-18}$
Vitesses du fluide à l'aplomb de l'anomalie thermique (U)	$0,69 \text{ m.s}^{-1}$	$1,89.10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$	$2,73.10^{-3}$
Reynolds (Re)	$4,08.10^8$	1,11	$2,73.10^{-9}$
Froude (Fr)	$3,64.10^{-4}$	$3,64.10^{-4}$	1

Table 5.2 Comparaison de quelques dimensions et paramètres entre le modèle et l'original. Le critère de similitude correspondant est indiqué dans la troisième colonne.

En combinant les équations (5.20) à (5.23), on obtient $Fr_e = Fr_m = 3,64.10^{-4}$

De même, on obtient le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{ND^2\rho}{\mu} \quad \text{éq.(5.24)}$$

avec $Re_e = 4,08.10^8$ et $Re_m = 1,11$.

La faible valeur du nombre de Froude ($Fr \ll 1$) indique que l'on peut, *a priori*, négliger les forces d'inertie par rapport aux forces de gravité exercées sur le fluide, et donc se placer dans les conditions spéciales stipulées par Hubbert (1937) :

$f^* = m^* \times g^*$ où, $g^* \neq h^* / t^{*2}$ et avec h^* et t^* indépendants pour le calcul de la gravité et donc on peut considérer que, $g^* = 7,43$.

2.5. Aspect cinétique

Les problèmes matériels rendent fondamentale l'estimation du temps nécessaire au déroulement d'une expérience. C'est ce que nous nous proposons d'étudier au cours de ce paragraphe. Une expérience peut se décomposer en deux étapes successives.

Dans un premier temps, il s'agit de cristalliser une croûte de glace d'épaisseur dimensionnée. La cristallisation d'un liquide soumis à basse température relève d'un problème de Stefan et peut être modélisée dans le cas présent. L'épaisseur de croûte formée et son temps de formation sont reliés aux propriétés du matériau (l'eau dans le cas présent) et à la variation verticale de température par le biais d'un système de deux équations. La première permet de déterminer graphiquement (ou par méthode itérative) le paramètre λ en fonction de l'expression $\frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda \operatorname{erf}(\lambda)}$:

$$\frac{L\sqrt{\pi}}{C_p(T_f - T_s)} = \frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda \operatorname{erf}(\lambda)} \quad \text{éq.(5.25)}$$

où C_p et L représentent respectivement la capacité calorifique et la chaleur latente de fusion de la glace. T_f et T_s sont respectivement la température de fusion de la glace et la température au sommet de la cuve (juste sous le circuit de refroidissement).

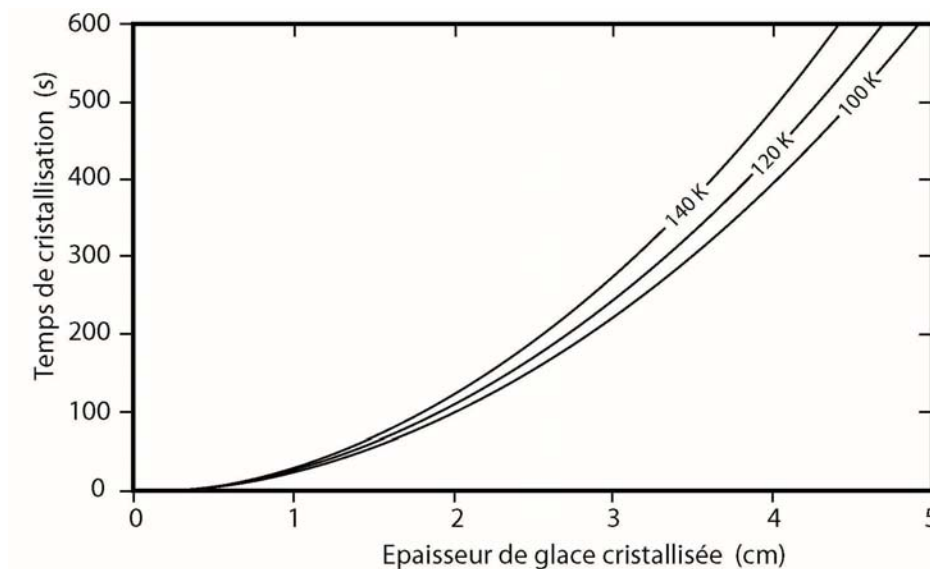


Figure 5.11

Temps de cristallisation en fonction de l'épaisseur de glace cristallisée pour trois températures de surface (T_s) différentes. La gamme d'épaisseurs représentée ici correspond à des épaisseurs de croûte réelles de 0 à 50 km. Le temps nécessaire pour reproduire la croûte de glace d'Europe à l'équilibre thermique est donc assez faible. Il faut cependant compter un certain temps avant d'atteindre des températures de surface aussi faibles.

Après détermination de λ , une seconde équation met en relation le temps de cristallisation et l'épaisseur cristallisée :

$$\text{temps} = \frac{1}{4} \times \frac{\text{épaisseur}^2}{\kappa \lambda^2} \quad \text{éq. (5.26)}$$

où κ est la diffusivité thermique de la glace définie par $\kappa = \frac{k_{\text{glace}}}{\rho_{\text{glace}} \cdot C_p}$. Le temps nécessaire à cristalliser une croûte de glace d'épaisseur donnée est ainsi représenté sur la figure 5.11 pour trois températures différentes de surface.

2.6. Transferts thermiques et contraintes expérimentales

La dernière étape du dimensionnement concerne la stabilité de la croûte de glace flottant au-dessus de la couche liquide. En effet, il faut parvenir, au cours de l'expérience, à produire une épaisseur voulue de glace à l'équilibre avec l'ensemble du système. Ce problème est assez simple à résoudre si l'on raisonne en terme de flux de chaleur entre la base et le sommet du dispositif expérimental.

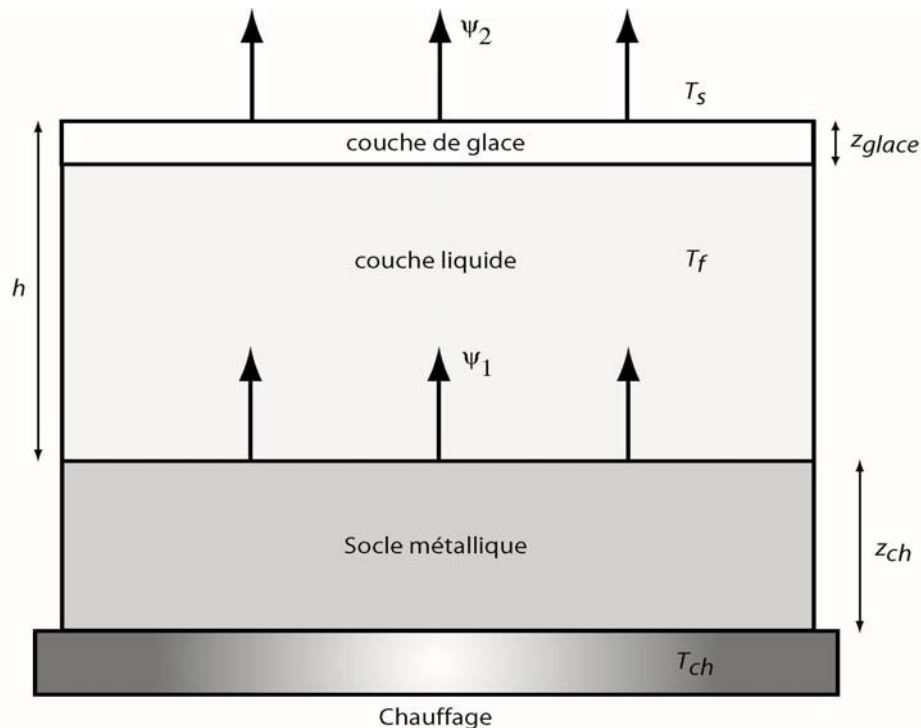


Figure 5.12

Bilan thermique schématisé de l'appareil. La température T_{ch} est imposée à la base du socle métallique qui transmet la chaleur à la couche liquide. Dans le même temps, le liquide est refroidi par le haut à T_s et cristallise. Lorsque l'état d'équilibre conductif est atteint, $\psi_1 = \psi_2$ et l'épaisseur de glace cristallisée au sommet de la couche liquide z_{glace} est proportionnelle à l'épaisseur du socle métallique z_{ch} .

Nous allons considérer un bilan thermique idéal à travers l'appareil, schématisé à la figure 5.12. Un socle métallique est disposé à la base de la cuve pour permettre, d'une part, la régulation de l'épaisseur de la croûte de glace comme nous allons le démontrer dans les lignes qui suivent, et d'autre part, une répartition plus homogène de la température à la base de la cuve. Soit ψ_1 le flux entrant à la base de la couche liquide :

$$\psi_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 = k_{ch} \frac{(T_{ch} - T_f)}{z_{ch}} \quad \text{éq.(5.27)}$$

et ψ_2 le flux sortant au sommet de la couche de glace :

$$\psi_2 = \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_2 = k_{glace} \frac{(T_f - T_s)}{z_{glace}} \quad \text{éq.(5.28)}$$

avec T_f , T_s et T_{ch} respectivement les températures de la couche liquide, du sommet de la couche de glace et de la base de la couche liquide ; avec k_{ch} et k_{glace} la conductivité thermique du socle de chauffage situé sous la cuve et la conductivité thermique de la glace ; et où z_{ch} et z_{glace} sont respectivement les épaisseurs du socle chauffant et de la croûte de glace.

A l'équilibre, on obtient $\psi_1 = \psi_2$ et l'on peut en déduire, à partir des équations (5.27 et 5.28) :

$$z_{ch} = \frac{k_{ch}}{k_{glace}} \cdot z_{glace} \cdot \left[\frac{T_{ch} - T_f}{T_f - T_s} \right] \quad \text{éq.(5.29)}$$

avec $z_{glace} = h^* \times z_{croûte}$. On constate que l'épaisseur de glace dans le modèle est liée à l'épaisseur du socle chauffant à la base du dispositif et aux températures appliquées lors de l'expérience. Pour obtenir une croûte de glace d'épaisseur donnée dans le modèle, il ne reste donc plus qu'à trouver un rapport judicieux entre l'épaisseur et la conductivité thermique du socle, et la température de chauffage appliquée à la base de la cuve. La table 5.3 donne les valeurs de conductivité thermique de quelques métaux susceptibles de servir de socle.

Finalement l'aluminium et le zinc semblent être les meilleurs compromis puisqu'ils autorisent l'équilibre d'une croûte de glace de l'ordre de 1 cm (soit 10 km sur Europe) pour un couple (z_{ch} , T_{ch}) assez faible si l'on considère $T_s = 110$ K. La figure 5.13 présente deux abaques qui facilitent la lecture des couples (z_{ch} , T_{ch}) lorsque l'on cherche à obtenir une croûte d'épaisseur donnée avec un socle en aluminium ou en zinc. Outre leurs qualités thermiques, il est intéressant de noter que ces métaux sont peu onéreux et permettent ainsi la confection de plusieurs socles d'épaisseurs variées en fonction des températures ou des épaisseurs de glace recherchées.

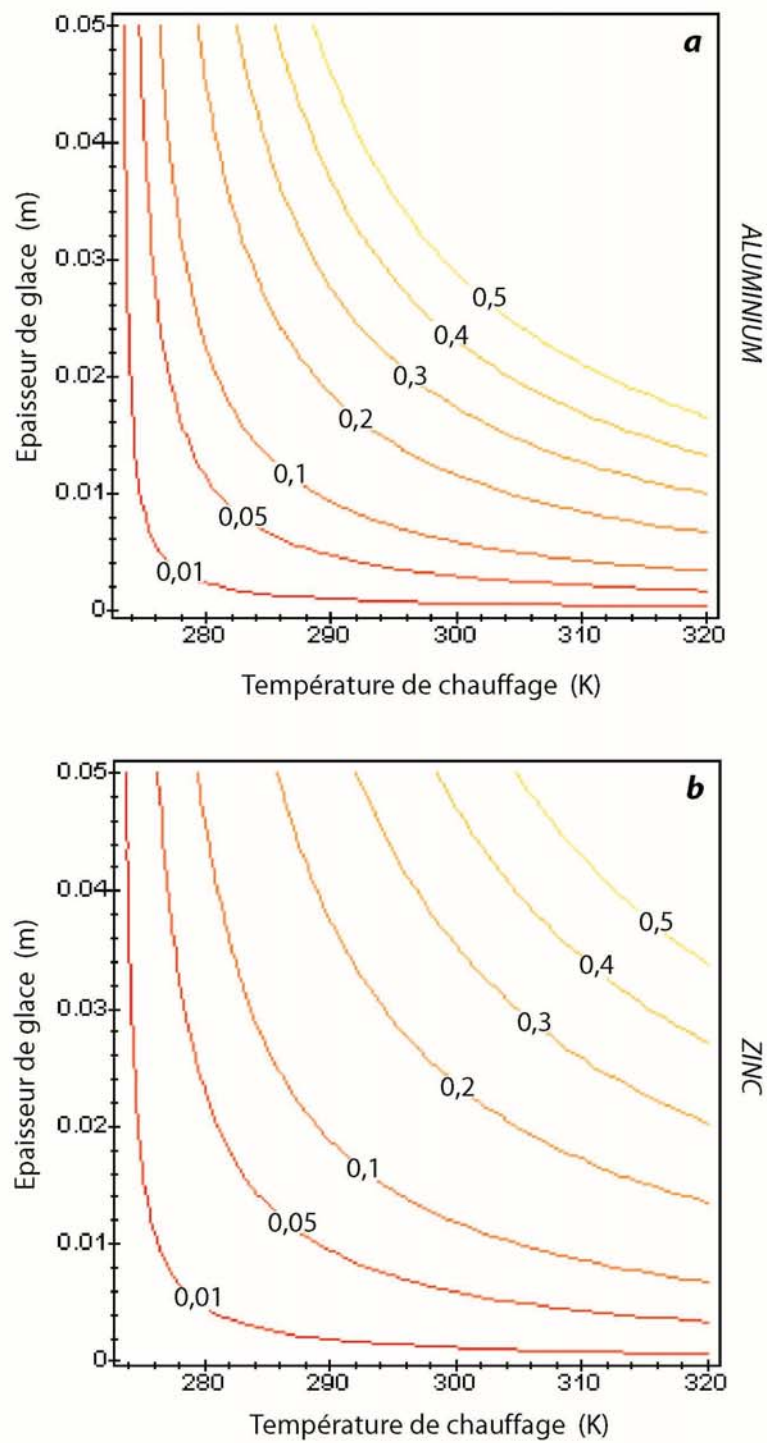


Figure 5.13

Abaques donnant les contours d'isoépaisseurs du socle métallique (en mètres) afin d'obtenir une couche de glace d'épaisseur donnée pour une température de chauffage fixée: (a) pour un socle en aluminium et (b) pour un socle en zinc.

Type de métal ou alliage	Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
Cuivre	401
Fer	80,2
Aluminium	237
Nickel	90,7
Plomb	35,3
Zinc	116
Acier V ₂ A	14
Laiton	113
Fonte	58
Aluminium-Bronze	128
Bronze	64

Table 5.3 Valeurs de la conductivité thermique de quelques métaux ou alliages.

2.7. Le système de refroidissement

Il se décompose en deux grandes parties : la spire de refroidissement et le circuit de distribution du « froid » sur la cuve.

Dans un premier temps, de l'air sous pression est injecté dans une spire en cuivre plongée dans l'azote liquide (à 77 K). L'air est brutalement refroidi au contact de l'azote liquide et ressort vers l'appareil expérimental à proprement parler. Il pénètre dans l'enceinte à vide et passe dans un disque réfrigérant élevé à quelques millimètres au-dessus de la surface de l'eau (voir la figure 5.9). Nous avons procédé à quelques essais préliminaires à pression atmosphérique, température ambiante, et avec une boîte de pétrie (PVC) en guise de disque réfrigérant, et sommes parvenus à mesurer un refroidissement $\frac{\partial T}{\partial t} \approx 0,226 \text{ K.s}^{-1}$ à quelques millimètres de la boîte de pétrie. Le fait de placer la cuve dans une enceinte à vide apporte une isolation thermique supplémentaire et devrait accélérer le temps de cristallisation de la croûte de glace. La validation et l'amélioration du système de refroidissement seront des travaux

prioritaires à entreprendre après la construction de l'appareil, et notamment le choix du matériau pour fabriquer le disque réfrigérant.

2.8. Protocole expérimental

Jusqu'à présent, nous nous sommes attachés à démontrer la viabilité technique et théorique du projet. Nous proposons donc dans ce paragraphe un protocole opératoire et une description du déroulement d'une expérience (idéale !) qui se décompose en deux phases.

2.8.1. Parvenir aux conditions d'équilibre

On remplit tout d'abord la cuve de liquide (eau pure dans un premier temps, puis mélanges par la suite) que l'on place ensuite au centre de l'enceinte à vide. Après avoir refermé hermétiquement l'enceinte et enclenché la pompe à vide, la première partie de l'expérience consiste à refroidir la surface de la cuve en ouvrant le robinet d'air comprimé et en régulant le flux d'air froid à l'entrée du disque réfrigérant. Le temps de cristallisation de la croûte de glace à l'équilibre théorique fixé par la température de chauffage et par l'épaisseur du socle métallique demeure une donnée manquante. En effet, ce temps est grandement dépendant de l'efficacité du refroidissement de la spire de cuivre, de la longueur de raccord entre la spire et l'enceinte, de l'isolement thermique du système (câbles de raccord et enceinte), et de la capacité du disque réfrigérant à gagner de la chaleur. Toutefois, les tests rudimentaires menés sur cette problématique et dans des conditions peu optimales sont encourageantes (voir la section précédente). C'est de toutes façons la phase la plus longue de l'expérience. Une fois que l'on a obtenu une croûte d'épaisseur théorique définie (i.e. d'environ 1 cm), on peut commencer à perturber le système en créant artificiellement une anomalie thermique à la base de la cuve.

2.8.2. Effets d'une anomalie thermique sur le système

Un filament chauffant introduit au centre du socle métallique et relié à un régulateur de température (BT 400) simule l'anomalie thermique à la base de la couche liquide. Un diamètre de 1 mm dans le modèle correspond à une source de chaleur d'un kilomètre sur Europe. La perturbation de l'état d'équilibre est très rapide à partir du moment où l'anomalie thermique se propage jusqu'à la base de la croûte glacée. L'érosion thermique creuse la croûte

à sa base et réduit son épaisseur à quelques millimètres en quelques secondes seulement. Thomson et Delaney (2001) et O'Brien et al. (2002) prédisent des temps d'érosion inférieurs à 40000 ans pour créer un amincissement crustal de diamètre compatible avec les dimensions de *Conamara Chaos*. Ces temps correspondent à des temps modèle de l'ordre de la seconde, soit un phénomène très rapide qu'il conviendra de filmer en continu. Des améliorations pourront être apportées par la suite, comme par exemple, l'addition de colorants ou de cristaux liquides dont on aura bien évidemment vérifié qu'ils ne modifient en rien la viscosité du liquide ou ses propriétés thermiques et dynamiques. Il devrait également être possible de réaliser des spectres infrarouges grâce à un spectromètre portable GER 3700 disponible au Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique de Nantes. Cette information est intéressante si l'on cherche à comprendre la façon dont les composés d'origine endogène autres que l'eau parviennent en surface. Il sera en outre intéressant de comparer cette observation aux spectres NIMS de la surface d'Europe acquis par *Galileo*, sachant bien évidemment que la croûte de glace d'Europe est très nettement pré-fracturée contrairement à la couche de glace du modèle.

2.9. Conclusions

La construction d'un appareil expérimental permettant la reproduction à échelle réduite des conditions thermiques de la couche externe d'eau sur Europe est possible à condition de respecter les dimensions définies au cours de cette section. Dans le cas d'une analyse thermique, les points de fusion et les particularités de la glace imposent l'usage de l'eau dans le modèle. Ceci a pour effet de fixer le rapport de températures T^* à 1. Nous préconisons un rapport de dimensions de 10^{-6} en accord avec des temps d'observation acceptables (rapport de temps de 10^{-12}). Les tests préliminaires du système de refroidissement sont encourageants et suggèrent qu'au minimum 15 minutes suffisent à abaisser la température de 200 K à quelques millimètres sous le disque réfrigérant. Il faudra évidemment respecter un temps d'équilibre thermique pour vérifier la stabilité de l'épaisseur de glace recherchée avant d'actionner le four simulant une anomalie thermique. L'enjeu de cette expérience est de comprendre par une approche analogique les interactions entre la chimie de l'océan d'Europe et une anomalie thermique, ainsi que les effets produits sur la croûte de glace. L'idée est tout d'abord de partir des cas les plus simples (océan d'eau pure). De nombreux tests et calibrages de l'appareillage expérimental seront de toutes façon nécessaires avant de parvenir à un résultat probant, cependant, ce type de modèle n'a jusqu'à présent pas été envisagé. Des modèles d'océan de plus en plus compliqués (compositions chimiques

binaires ou ternaires de l'océan) pourront par la suite être testé. Cette approche expérimentale devrait permettre d'apporter des contraintes, sinon des arguments, supplémentaires aux mécanismes de formation des structures ponctuelles (*chaos*, *lenticulae*...).

3. Etude expérimentale du diagramme de phase $MgSO_4-H_2O$

3.1. Introduction

Le spectromètre infrarouge embarqué à bord de *Galileo* (NIMS) a permis d'identifier les signatures spectrales de la surface d'Europe dans la gamme [0,7 – 5,2 μm]. On constate une variation latérale importante des bandes d'absorption avec par endroits la signature de concentrations non négligeables de contaminants en mélange avec la glace. L'interprétation des spectres recueillis dans les zones contaminées fait l'objet d'un débat au sein de la communauté scientifique. Certains y voient la signature de sels de Magnésium, de sodium ou de carbonates de sodium (McCord et al. 1998, 1999). D'autres privilégient plutôt la présence d'acide sulfurique jugée plus compatible avec les spectres UV recueillis par l'autre spectromètre (UVS) (Carlson et al. 1999). Pour compliquer l'affaire, Geissler et al. (1998a) suggèrent que la taille des grains pourrait altérer la signature spectrale de façon significative. Quels qu'ils soient, la présence de tels composés en profondeur implique une modification importante des propriétés rhéologiques de la glace et a des effets sur la structure et la dynamique de la couche externe d'eau.

Le diagramme de phase des hydrates de magnésium a déjà fait l'objet d'études expérimentales (e.g. Hogenboom et al. 1995), mais toujours dans une gamme de pression trop limitée pour les applications planétologiques. C'est précisément ce constat qui a motivé cette étude visant à élargir la connaissance du diagramme de phase du système binaire $MgSO_4-H_2O$ dans la gamme de pression [0-1 GPa].

3.2. Description de l'appareillage expérimental et du mode opératoire

L'appareil expérimental utilisé pour mener à bien cette étude est une cellule à enclumes de saphirs conçue par Olivier Grasset. Même si le saphir est moins résistant à la pression que le diamant, son utilisation se prête davantage à ce genre d'étude dans la mesure où il supporte mieux les basses températures et permet, comme le diamant, de suivre optiquement l'évolution de l'échantillon au cours de l'expérience. La cellule peut être

refroidie dans un cryostat par injection d'azote liquide. L'échantillon, une goutte de la solution à étudier, est déposé dans un trou d'environ 200 μm de diamètre percé dans une plaque en cuivre. La plaque est alors fixée dans la cellule et servira de joint entre les deux saphirs lors de la montée en pression. La pression est exercée sur une membrane métallique et est considérablement augmentée à l'extrémité des saphirs par le jeu de la réduction de surface. La pression *in situ* est ici mesurée à l'aide de rubis dopés à 0,3% de chrome qui sont déposés au préalable au cœur de l'échantillon. La fluorescence du rubis peut être obtenue à la suite d'une excitation par un laser suffisamment énergétique (une source verte est ici utilisée). Or, la position des pics de fluorescence émis par le rubis est fortement dépendante de la température et de la pression. Deux pics de fluorescence (R_1 et R_2) sont récupérés par une caméra CCD associée à un spectromètre pour des fréquences (en nombre d'onde) comprises entre 14300 cm^{-1} et 14500 cm^{-1} . Il est ensuite possible d'obtenir la pression *in situ* après inversion du polynôme suivant (Munro et al. 1985, Grasset 2001) :

$$\nu^i = \nu_0^i + a_{T1}^i(T - T_{ref}) + a_{T2}^i(T - T_{ref})^2 + a_p^i(P - P_{ref}) \quad \text{éq. (5.30)}$$

avec ν^i le nombre d'onde du pic R_i en considérant une position de référence ν_0 du pic R_i à une température et à une pression de référence T_{ref} et P_{ref} , et avec les coefficients a_T et a_P décrivant respectivement les dépendances en température et en pression du décalage des pics. Un four et un système de thermocouples répartis autour de l'échantillon permettent une régulation précise de la température à l'aide d'un thermorégulateur BT400.

Ce travail a abouti à la rédaction de deux communications (jointes en annexe C) à la *Lunar and Planetary Science Conference*, en 2001 et 2002 à Houston. On pourra y trouver des précisions complémentaires concernant l'appareillage et le protocole expérimental, ainsi que, bien évidemment, les résultats obtenus et leurs implications planétologiques.

Conclusions générales

Les satellites galiléens figurent parmi les corps les plus intéressants à étudier au sein du système solaire. Malgré leur relatif voisinage, ils présentent des surfaces très différentes depuis les épanchements de silicates de Io jusqu'à l'ancienne croûte de glace fortement cratérisée de Callisto. Cette étonnante diversité reflète des processus « géologiques » variés à mettre en relation avec l'évolution thermique propre à chaque corps. La dynamique complexe du système jovien et la masse importante de Jupiter produisent des forces de marées suffisantes pour permettre une déformation périodique des lithosphères des satellites galiléens. Cette déformation s'exprime de manière globalement élastique en surface lorsque les faibles températures imposent une viscosité suffisamment grande, mais se traduit par une dissipation de chaleur non négligeable dans la croûte, en profondeur. Le bilan thermique d'Europe est, en particulier, largement affecté par ce phénomène. Ainsi, la présence d'eau liquide sous la croûte de glace superficielle est généralement admise, mais pas nécessaire pour expliquer ce bilan thermique. La détermination de l'épaisseur de la croûte de glace et de ses caractéristiques rhéologiques et thermiques deviennent donc des questions primordiales si l'on cherche à savoir si de l'eau liquide existe ou a existé sur Europe. Cette question devient fondamentale dans le contexte de l'exobiologie lorsque l'on sait que les fonds océaniques terrestres abritent des niches écologiques, totalement isolées autour des fumeurs, basées sur des bactéries chimiotrophes.

L'analyse des structures de surface est un des outils disponibles pour contraindre les propriétés thermiques, rhéologiques et dynamiques de la croûte d'Europe. Les récentes images de *Galileo* ont révélé une surface parsemée de structures nombreuses et variées. Ce travail s'articule autour de trois types de structures différents.

Nous avons vu, au cours du chapitre 2, que la relaxation de la croûte suite à un impact météoritique favorisait l'ouverture de grabens concentriques autour du cratère. L'enracinement théorique de ces multiples anneaux à une transition rhéologique ductile/cassant relativement peu profonde a permis de « sonder » les propriétés rhéologiques de la croûte et d'estimer des valeurs de flux de chaleur en surface assez faibles, compatibles avec un modèle de croûte plutôt conducteur. L'extrapolation de ces flux à l'ensemble de la croûte suggère ainsi une croûte de glace totale de 9 à 32 km d'épaisseur reposant sur un océan « froid » enrichi en éléments antigels.

Conclusions générales

Des méthodes moins théoriques et davantage basées sur les observations ont été utilisées pour les deux autres catégories de structures.

Le chapitre 3 fut dédié à l'étude d'une des plus grandes structures linéaires extensives d'Europe, *Astypalaea Linea*. Un modèle d'ouverture par étapes successives contrôlées par la rotation des contraintes est attribué aux rotations diurnes et non synchrones (de plus grande longueur d'onde) du satellite. En outre, la disparition d'une quantité importante de croûte a été mise en évidence en bordure de la bande. Si la fusion de glace sous pression reste difficile à concevoir en surface, elle est en revanche acceptable en profondeur. Ce processus pourrait expliquer la disparition de croûte observée. L'abondance de structures « récentes », le manque de couverture d'images de résolution adéquate et le caractère diffus de cette disparition contribuent à masquer ce phénomène.

Le chapitre 4 est consacré à l'analyse topographique, morphologique et structurale d'une structure ponctuelle d'origine endogène, *Thera Macula*. Nous avons pu montrer qu'il existe une pente régionale au moins à l'échelle de la structure. Un modèle de mise en place cryomagmatique supposant des déformations verticales importantes (soulèvement d'un mégadôme d'un diamètre d'environ 100 km) est envisagé. Des écoulements et des infiltrations vers le sud suggèrent, en outre, la présence de liquides à proximité de la surface.

La comparaison de l'ensemble de ces résultats indique une grande divergence des propriétés rhéologiques et thermiques de la croûte de glace. Le régime conductif de la croûte sous les deux bassins d'impact étudiés semble incompatible, d'une part avec les larges déformations verticales et les extrusions observées sous *Thera Macula*, interprétées comme étant la manifestation d'une ascension de matière localisée, et d'autre part avec la mise en place de matériel crustal au sein d'*Astypalaea Linea*. L'alternative la plus juste est de considérer l'âge relatif de ces différentes structures par rapport à l'âge moyen de la surface d'Europe. Alors que les deux cratères étudiés sont relaxés et semblent représenter des zones anciennes de la croûte, *Astypalaea Linea* comme *Thera Macula* sont à l'évidence des structures assez récentes à la surface d'Europe. Ces différences d'âge, de gradients thermiques et de dynamique interne constituent autant d'arguments supplémentaires pour avancer l'hypothèse d'une croûte latéralement très hétérogène. La variation des propriétés de la croûte déterminées sous une structure ou une autre est avant tout le reflet du processus « géologique » et donc des vitesses de déformation impliquées. Toutefois, la comparaison des deux bassins d'impact montre que des variations de second ordre existent pour un processus

Conclusions générales

« géologique », *a priori*, identique. La distribution des espèces chimiques, des effets de marée ou encore des températures de surface fournissent autant d'explications plausibles à ces divergences de second ordre.

D'autres approches ont été abordées dans le chapitre 5. L'étude comparée entre des rapports rejet sur longueur terrestres et des mesures réalisées sur des décrochements d'Europe montrent des similitudes intéressantes. Il convient cependant de modérer ces résultats compte tenu de l'inaccessibilité de certains paramètres à la surface (rhéologie), des différences majeures entre ces deux corps (gravité et lithologie notamment) et des limites de résolution des images qui marquent une barrière importante dans l'analyse à petite échelle. Des investigations théoriques plus approfondies sur la propagation des failles dans la glace permettraient certainement de contraindre le domaine des inconnues.

De même, la présence d'impuretés dans la glace et donc dans l'océan liquide primordial (voire actuel) constitue un obstacle supplémentaire à la compréhension de la dynamique de la croûte et de l'océan sous-jacent. Les efforts entrepris dans le domaine expérimental contribuent à l'amélioration des connaissances du comportement de mélanges pluriphasés et apportent des contraintes fondamentales sur le développement de la dynamique interne.

Structure	Processus "géologique"	Transition Ductile/Cassant	Flux thermique	Age relatif de la surface
<i>Callanish / Tyre</i>	Relaxation post- impact	< 3 km	< 30 mW.m ⁻²	Ancien
<i>Astypalaea Linea</i>	Décrochement extensif	superficielle	fort	Plutôt récent
<i>Thera Macula</i>	Diapirisme à grande échelle	1 à 4 km	200 à 300 mW.m ⁻²	Récent

1. Introduction

Comparée à la plupart des matériaux à la même fraction du point de fusion, la glace est un solide très résistant. Ses propriétés mécaniques sont proches du germanium ou de la silicone, mais les nombreuses singularités que présente sa structure en font un matériau dont les mécanismes de déformation sont spécifiques (Goodman et al. 1981).

La croûte superficielle d'Europe est essentiellement constituée de glace d'eau de basse pression. Dans le cadre de cette étude, il nous est donc apparu fondamental d'en préciser les principales caractéristiques structurales, rhéologiques et thermiques en se basant sur les travaux expérimentaux et *in situ* menés sur Terre. Les données acquises aux conditions de température et aux régimes de déformation terrestres ont ensuite été extrapolées aux conditions régnant à la surface d'Europe.

Après un bref rappel sur la structure de la glace Ih, nous aborderons les mécanismes aboutissant à la déformation ductile puis fragile d'agrégats polycristallins. Une attention particulière sera ensuite accordée à la viscosité et au temps de relaxation de la croûte glacée d'Europe. Nous étudierons enfin la variation de quelques propriétés thermodynamiques de la glace avec la température.

2. Généralités sur la glace d'eau

Les glaces sont très abondantes dans le système solaire externe et peuvent prendre des formes variables en fonction des pressions et des températures. Le diagramme de phase proposé ci-dessous (figure A1) résume les domaines de stabilité P-T des différentes formes de la glace d'eau pure. Sur Terre, la gamme de température et de pression (1 atm.) n'autorise que la formation de glace I selon le système hexagonale ou cubique à plus basses températures. La quantité d'eau sur Europe est autrement plus importante que sur Terre (i.e. elle représente environ 10% de la masse d'Europe contre seulement 0,02% de la masse de la Terre). Les conditions de température en surface (~100 K en moyenne) impliquent la cristallisation d'une croûte superficielle essentiellement constituée de glace d'eau. Les épaisseurs de glace envisagées par les différents modèles de structure interne (voir le chapitre sur la structure interne pour plus de détails) permettent d'évaluer les pressions ($P = \rho g z$) à la base de la croûte d'Europe. La pression maximale à la base de la couche externe d'eau totalement cristallisée n'atteint pas la limite de stabilité de la glace Ih. La présence de couches de glace de haute

pression en profondeur n'est par conséquent pas envisagée contrairement à des satellites plus gros comme Ganymède ou Titan par exemple.

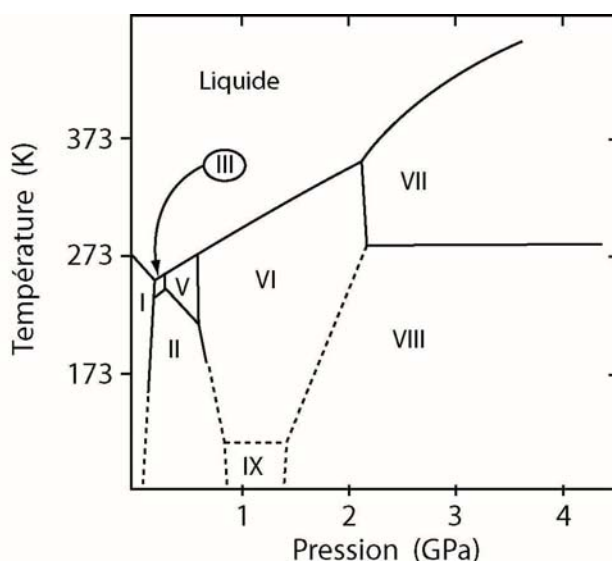


Figure A1

Diagramme de phase de l'eau pure (d'après Chizhov 1993). Il existe au sein du système solaire une grande variété de polymorphes de la glace en fonction de la température et de la pression. Les gammes de pression et de température dans la couche externe d'eau sur Europe n'autorisent que la stabilité de la glace primaire hexagonale (type terrestre).

Il est néanmoins possible de produire des glaces amorphes (dépourvues de structure cristalline) en refroidissant brutalement de l'eau à très basse température (lors de l'exposition de liquides en surface par exemple).

3. Structure et singularités de la glace Ih

La glace d'eau Ih résulte d'un assemblage de molécules d'H₂O régulièrement disposées en un réseau formant une structure cristalline de configuration bien connue actuellement.

De nombreuses analyses par diffraction des rayons X furent menées sur la glace Ih dès la première moitié du siècle dernier (Rinne 1917, St John 1918 et Dennison 1921). Bragg (1922) reprend ces résultats expérimentaux et déduit que chaque atome d'oxygène doit être situé au centre de gravité de ses quatre atomes d'oxygène voisins. Cet agencement se traduit par une coordination tétraédrique des atomes d'oxygène impliquant une symétrie hexagonale planaire (voir la figure A3). Bernal et Fowler (1933) et Pauling (1935) proposent un modèle statistique

de structure géométrique d'un cristal parfait de glace Ih suivant quatre règles connues sous le nom de règles de Bernal-Fowler :

1) Une molécule d'eau est définie par une paire d'atomes d'hydrogène distants de 0,957 Angström de l'atome d'oxygène et l'angle H-O-H est de 104,523°. Une petite variation de l'angle H-O-H en phase gazeuse autorise l'incorporation au réseau.

2) Les atomes d'oxygène sont disposés par quatre et occupent les sommets d'un tétraèdre. L'angle entre deux atomes d'oxygène d'un tétraèdre est d'environ 109°.

3) L'espace séparant deux atomes d'oxygène ne peut accueillir qu'un seul atome d'hydrogène et les deux atomes d'hydrogène d'une même molécule font face à deux atomes d'oxygène appartenant au tétraèdre.

4) L'atome d'oxygène d'une molécule fait face à deux atomes d'hydrogène des molécules adjacentes à une distance de 1,76 Angström.

Six configurations majeures sont définissables à partir de ces quatre règles (figure A2), mais il existe un grand nombre de possibilités liées à la déviation des atomes d'hydrogène de leurs positions attendues. Selon ce modèle, les changements de configuration sont possibles soit par rotation des molécules, soit par passage d'un proton d'un atome d'oxygène à un autre. A mesure que la température diminue, ces changements deviennent de plus en plus difficiles, et l'orientation des molécules et la position des protons se « figent » dans le réseau cristallin.

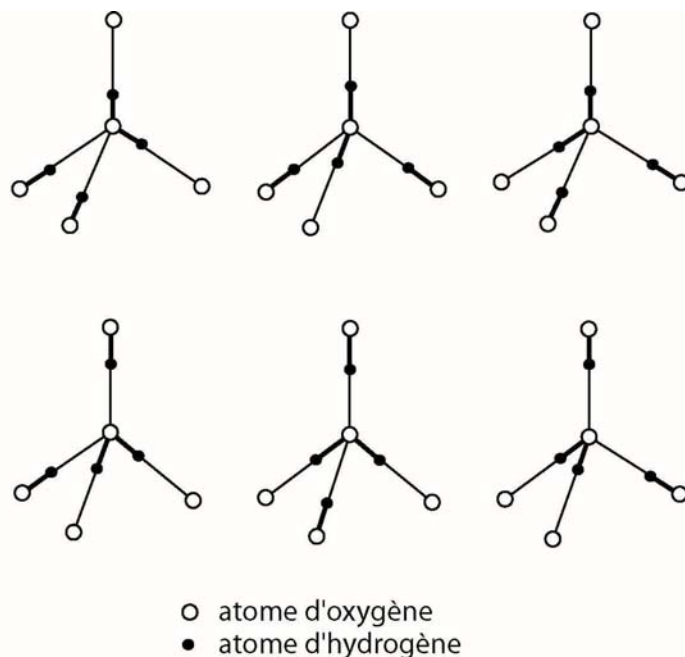
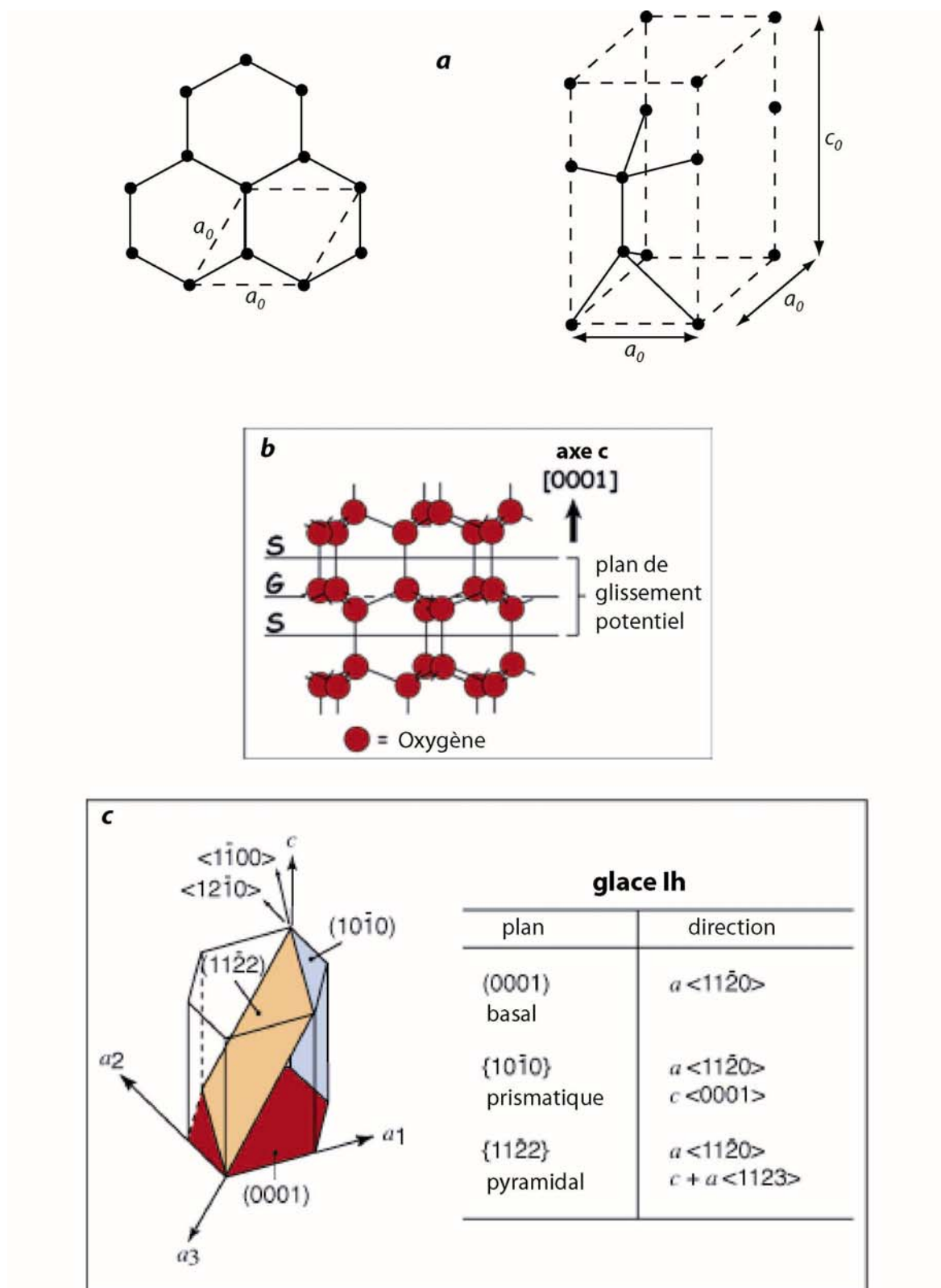


Figure A2

Les 6 arrangements tétraédriques possibles des molécules d'H₂O en accord avec les règles de Bernal-Fowler (d'après Hobbs 1974).

**Figure A3**

Structure moléculaire de la glace d'eau pure primaire hexagonale. (a) structure hexagonale dans le plan basal et cellule unitaire. Les distances a_0 et c_0 sont les vecteurs de Burger associés respectivement au plan basal et à l'axe c du cristal (d'après Hobbs, 1974). (b) Les plans de glissement (G) correspondent aux chaînes hexagonales du plan basal séparées par des plans S. (c) Structure du cristal de glace Ih avec ses plans de glissement.

L'arrangement idéal des tétraèdres constitue des mailles élémentaires rectangulaires, parfaitement adjacentes les unes des autres et contenant chacune 14 molécules d'eau, appelées « cellules unitaires » (figure A3a). Les dimensions de la maille élémentaire sont constantes à une température donnée et correspondent à des vecteurs unitaires nommés vecteurs de Burger. La hauteur de la maille (c_0) est parallèle à l'axe c du cristal, tandis que la base carrée de la maille (a_0^2) s'étend dans le plan basal du cristal. Le rapport des vecteurs unitaires $c_0/a_0=1,63$ proche du point de fusion et diminue avec la température (La Placa et Post 1960, Brill et Tippe 1967).

L'assemblage moléculaire de la glace Ih confère donc au cristal une géométrie particulière articulée autour d'un axe d'allongement (axe c) perpendiculaire au plan basal. Ce plan basal est caractérisé par une concentration d'atomes d'oxygène disposés selon une structure de type wertzite : les atomes d'oxygène sont enchaînés en hexagone selon une séquence ABAB (figure A3b). On distingue sur ce plan deux couches : les plans G (« glide planes ») et les plans S (« shuffle planes ») (Whitworth 1978). On distingue également deux autres plans non basaux : le plan prismatique et le plan pyramidal (figure A3c).

La structure cristalline a inévitablement des conséquences sur le comportement mécanique de la glace Ih. Nous allons, dans la partie suivante, décrire l'expression de la déformation à l'échelle moléculaire, puis détailler les modalités de la déformation de la glace polycristalline à l'échelle macroscopique.

4. Comportement ductile de la glace Ih

Les règles de Bernal-Fowler autorisent le mouvement des molécules au sein de la maille cristalline. Ces mouvements, à l'origine de la déformation, correspondent soit au déplacement de l'ensemble de la chaîne d'oxygène sur un plan de glissement, soit à la présence de défauts dans la maille (i.e. dislocations) et à leur migration principalement selon les trois différents plans de glissement du cristal. Le glissement des dislocations dans la maille cristalline produit des anomalies dans l'arrangement des protons, nommées défauts de Bjerrum (Bjerrum 1951). Il existe des défauts de type L, correspondant à une liaison O-O dépourvue de proton, et des défauts de type D, correspondant à une liaison de type O-O dotée de deux protons (figure A4). Les Bjerrum constituent des liaisons très énergétiques (~64 eV par liaison, Hobbs 1974). La contrainte (nommée contrainte de Glen) nécessaire au déplacement d'une dislocation dans un réseau cristallin doté de protons immobiles (i.e. à $T=0$ K) est donc très importante et correspond environ au dixième du module de cisaillement

(Glen 1968). Le réarrangement des protons peut également s'effectuer par ionisation (formation de cations H_3O^+ ou d'anions OH^-). Cependant ce processus nécessite une énergie plus importante que celle qui est allouée à la formation de Bjerrum et apparaît donc moins probable. A plus haute température, la déformation est pourtant possible à des contraintes bien inférieures à la contrainte de Glen. Ceci s'explique par le fait que les dislocations peuvent migrer sans générer de Bjerrum. Un arrangement idéal des protons favorise la propagation des dislocations à faibles contraintes selon un des plans de glissement du cristal d'une quantité incrémentale toujours égale au vecteur de Burger.

Dans le plan basal, la migration des dislocations implique un déplacement relatif d'un plan G par rapport à ses plans voisins par rupture locale de la structure hexagonale. Lors de la recombinaison des chaînes hexagonales, une paire de défaut de Bjerrum (L d'un côté et D de l'autre) est créée (figure A4). La configuration des chaînes d'oxygène sur le plan basal rend relativement favorable le mouvement des plans G et donc le glissement moléculaire et la propagation des dislocations. Ces mouvements sont d'autant plus faciles si une composante tangentielle de la contrainte est appliquée sur le plan basal (McConnell 1891, Kamb 1961).

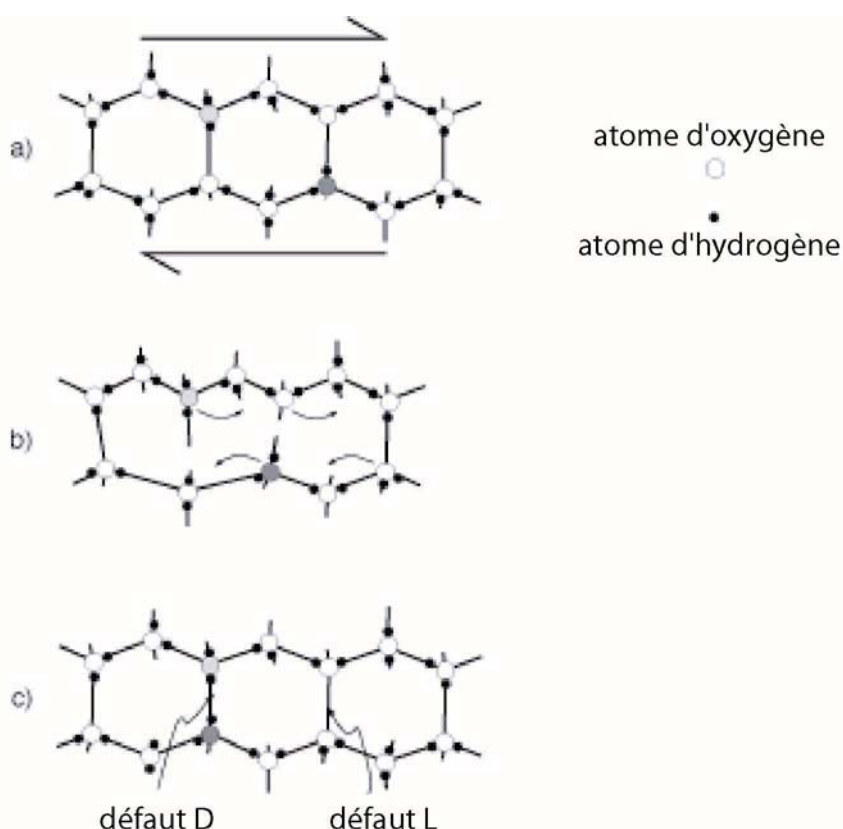


Figure A4

Mécanisme de propagation des dislocations et de génération de défauts de Bjerrum.

L'orientation du cristal par rapport à la contrainte appliquée va donc définir le mécanisme et l'intensité de la déformation. A partir d'expériences de charge sur des monocristaux, Nakaya (1958) a défini deux grands domaines de déformation liés à l'orientation des cristaux : le glissement facile et le glissement difficile (figure A5). Lorsque la contrainte est parallèle ou modérément inclinée par rapport aux plans basaux, la déformation est assez rapide et plus ou moins localisée. Au contraire, lorsque la contrainte est perpendiculaire aux plans basaux, la déformation est plus faible voire négligeable.

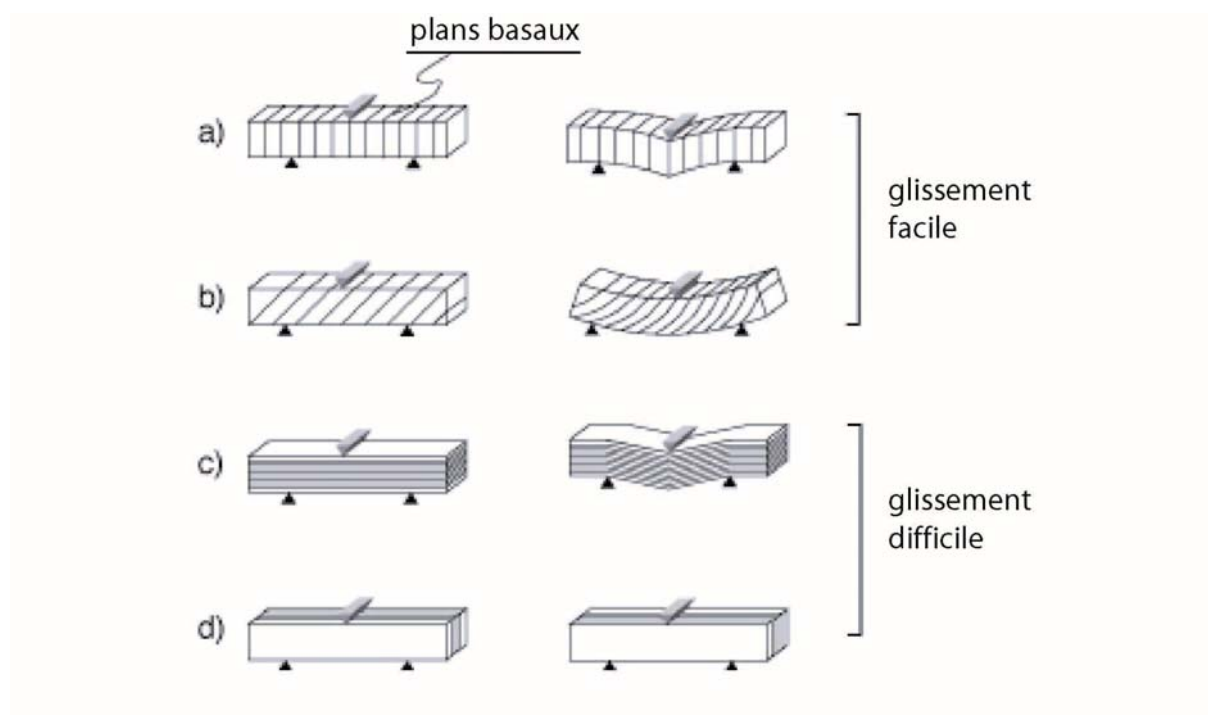
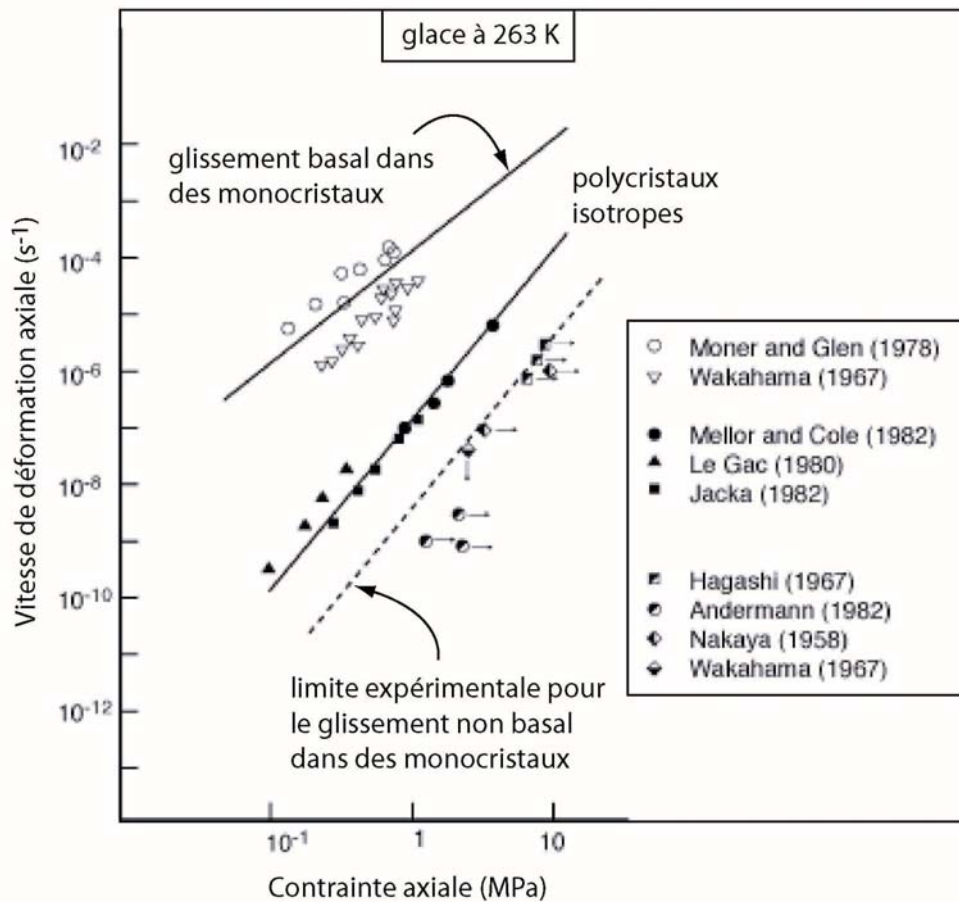


Figure A5

Relations entre déformation et orientation de la contrainte par rapport aux plans basaux (d'après Nakaya 1958).

Sur les plans prismatiques et pyramidaux, la déformation est plus faible et plus lente que pour les systèmes basaux. Nakaya (1958), Wakahama (1966) et Higashi (1967) ont montré expérimentalement sur des monocristaux que le glissement sur les systèmes non basaux nécessite des contraintes au moins deux ordres de grandeur plus élevées que pour les systèmes basaux (figure A6).

**Figure A6**

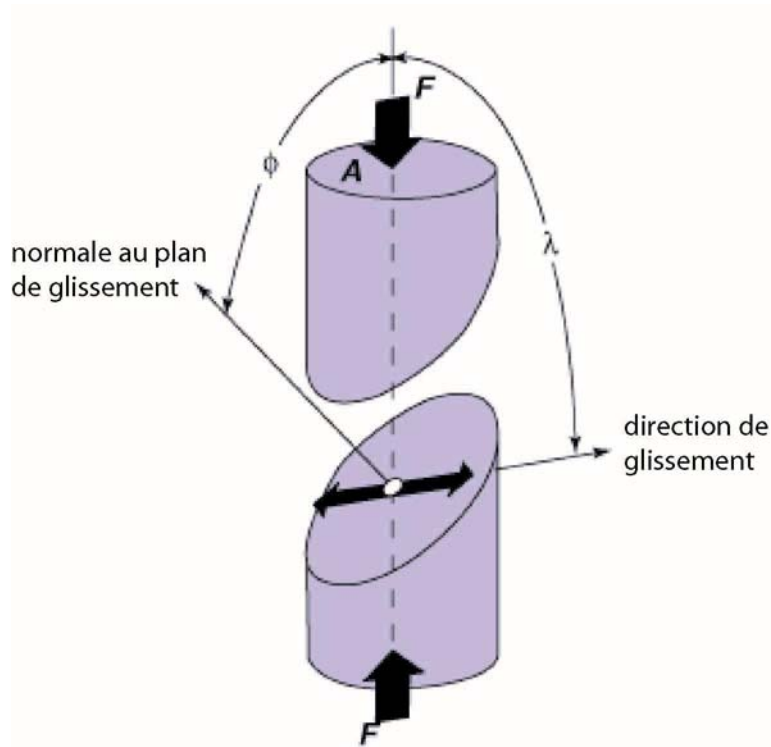
Comparaison de l'efficacité des différents plans de glissement cristallins et mise en évidence de l'action des plans non basaux dans la déformation d'échantillons polycristallins (Duval et al. 1983).

Le glissement et la direction du glissement sont contrôlés par la contrainte cisailante appliquée sur les plans de glissement. L'initiation du glissement dans un cristal pur et parfait nécessite une contrainte cisailante minimale qui est constante pour un matériau donné à une température fixe :

$$\tau_c = \sigma \cdot \cos\varphi \cdot \cos\lambda \quad \text{éq.(A1)}$$

Les angles φ et λ sont représentés sur la figure A7 et le terme $\cos\varphi\cos\lambda$ est appelé facteur de Schmid. σ est la contrainte principale axiale appliquée sur le cristal. Castelnau et al. (1996) évaluent la contrainte cisailante minimale nécessaire pour initier un glissement sur les plans prismatiques et pyramidaux à respectivement environ 20 fois et 200 fois celle qui est nécessaire au glissement basal.

Une fois produites, les dislocations migrent et s'accumulent aux limites de grains. Dans les agrégats polycristallins, la concentration de contraintes et de dislocations en bordure des grains favorisent le « Grain Boundary Sliding » (GBS ou glissement intergranulaire) et éventuellement la nucléation de nouveaux grains (recristallisation).

**Figure A/**

Relations géométriques définissant le facteur de Schmid.

Les dislocations peuvent également migrer dans le réseau selon un plan perpendiculaire aux plans de glissement classiques (« dislocation climb »), mais ces processus sont plus lents.

Enfin, des mécanismes de diffusion, si on leur en laisse le temps, produisent une déformation. Des ions (Nabarro 1948) ou des dislocations (Herring 1950) peuvent se déplacer à travers le volume du réseau cristallin : c'est la diffusion volumique ou fluage de Nabarro-Herring. Coble (1963) a montré que ces processus diffusifs opèrent également autour des limites de grains : c'est le fluage de Coble. Des études sur les métaux et les céramiques ont permis de comprendre et de modéliser la diffusion en général. En revanche, la taille des grains de glace étant très grande comparée aux métaux ou aux céramiques, les mécanismes plus rapides tels que le mouvement des dislocations sur les plans de glissement ou le GBS masquent les effets de la diffusion dans la glace Ih. Toutefois, le glissement des dislocations nécessite des contraintes supérieures à 340 Pa et la diffusion domine la déformation à très faible régime de contraintes (i.e. pour des vitesses de déformation très faibles). Malgré la confusion des mesures et des interprétations pour la glace, les vitesses de déformation impliquées par la diffusion (volumique et aux limites de grains) peut être modélisée par :

$$\dot{\epsilon}_{diffusion} = \frac{A_{diff} \tau \Omega}{KT d^2} D_{eff} \quad \text{avec} \quad D_{eff} = D_v \left(1 + \frac{\pi \delta D_b}{d D_v} \right) \quad \text{éq. (A2)}$$

où D_v et D_b sont respectivement les coefficients de diffusion volumique et aux limites de grains, A_{diff} est une constante sans dimension, Ω est le volume moléculaire, K est la constante de Boltzmann, d est la taille des grains et δ est la largeur caractéristique d'une limite de grain. La vitesse de déformation totale pour un matériau donné résulte de la somme des vitesses de déformation impliquées pour chacun des mécanismes qui opèrent pour une température, une taille moyenne des grains et un régime de contraintes donnés. Il est ainsi possible de construire des cartes de déformation (figure A8) comportant les zones de prédominance des différents mécanismes de déformation en y superposant les vitesses de déformation totales calculées pour chaque domaine (Goodman et al. 1981, Frost et Ashby 1982, Duval et al. 1983, Ashby et Duval 1985).

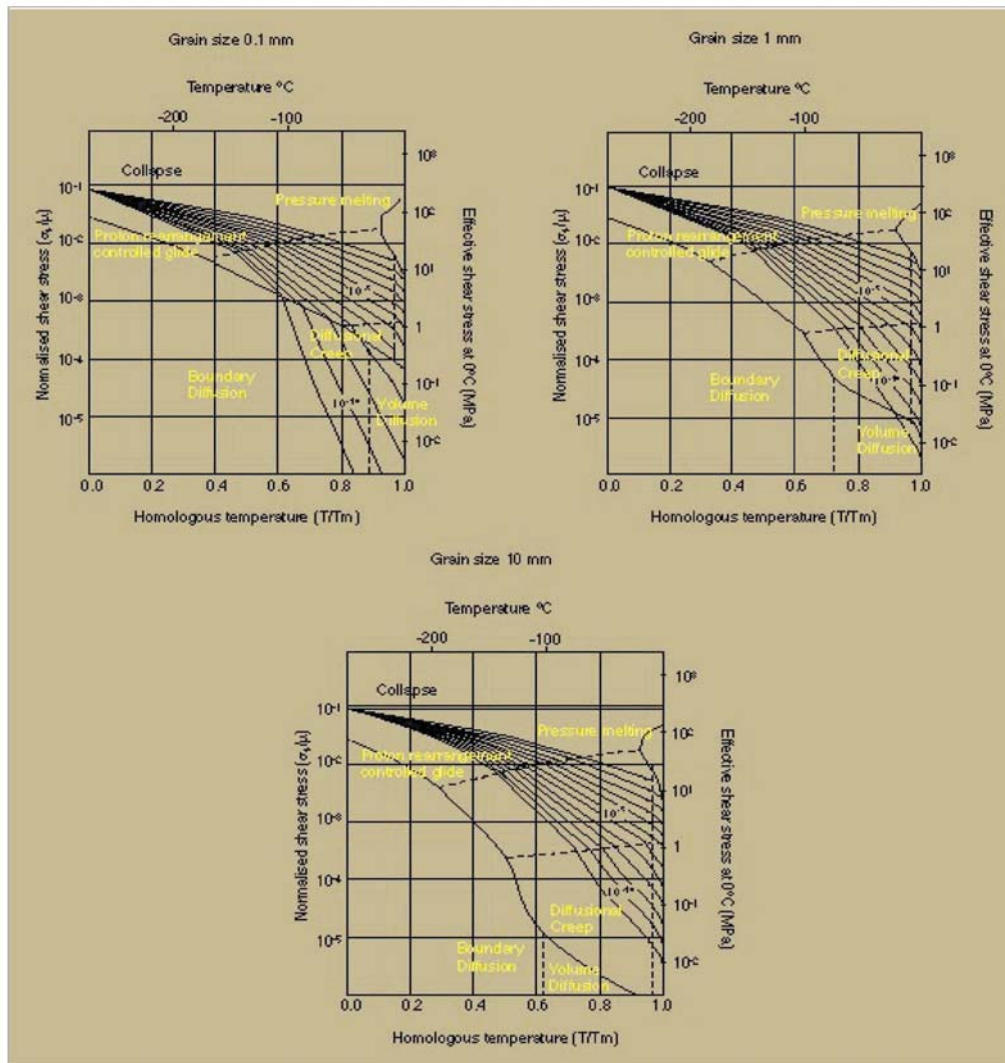


Figure A8

Cartes de déformation établies par Goodman et al. (1981) pour trois tailles de grains différentes. Ces cartes permettent de visualiser les domaines contrainte-température de prédominance des différents mécanismes de déformation et d'y superposer les contours d'isovitesse de déformation.

Il existe deux approches pour étudier le fluage de la glace. La première consiste à accélérer expérimentalement la déformation en laboratoire pour en observer les mécanismes à des échelles de temps raisonnables. La seconde consiste à observer et quantifier l'évolution des glaciers terrestres sur des laps de temps plus importants.

Différentes techniques expérimentales (lire Tullis et Tullis (1986) pour une revue) utilisées sur des monocristaux de glace purs ou dopés ont permis d'appréhender les mécanismes de la déformation à l'échelle du cristal et de la molécule, et de les relier à la déformation d'agrégats polycristallins à diverses températures et taille de grains, mais pour des vitesses de déformation ne descendant que rarement sous des valeurs de 10^{-8} s^{-1} . La diffusion, mécanisme dominant pour des vitesses de déformation inférieures à 10^{-10} s^{-1} , est donc sous-estimée dans ce type d'étude et les exposants des contraintes sont souvent élevés. Dans le cas de l'observation des glaciers *in situ*, les vitesses de déformation sont de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-11} s^{-1} , en revanche, les températures sont élevées. Des études similaires, quasi-contemporaines l'une de l'autre, menées sur l'écoulement des glaciers de la Jungfrau et Z'Mutt en Suisses donnent pourtant des exposants de contraintes différents, allant de 1,5 pour Gerrard et al. (1952) à 3,07 pour Nye (1953). Plus récemment, de nombreuses études menées sur différents glaciers terrestres dans le monde et sur des données expérimentales s'accordent sur une valeur de l'exposant des contraintes d'environ $n=3$ (voir Hooke 1981 pour une revue).

En outre, des mécanismes supplémentaires, difficiles à prendre en compte dans les expériences de laboratoire, agissent sur la déformation des glaces terrestres naturelles. Au cours de la déformation d'un agrégat polycristallin initialement isotrope -c'est à dire, dont les cristaux possèdent une orientation aléatoire de leur axe c- les contraintes s'appliquent sur les systèmes basaux et s'accumulent entre les grains, favorisant ainsi leur rotation progressive. Les contraintes et les vitesses de déformation associées au glissement basal dépendent directement de l'orientation de chaque grain. Les cristaux dont les systèmes basaux sont orientés autour de 45° par rapport à la contrainte principale vont facilement se déformer par glissement des dislocations. L'éloignement par rapport à cet angle privilégié favorise la rotation des plans, des flexures et des kinks, ainsi que la formation de sous-grains. Les limites de grains deviennent alors des zones d'importants contrastes de contraintes et de déformation. C'est à ce niveau que l'on peut observer des phénomènes de recristallisation dynamique par nucléation de grains nouveaux équiaxes (axe c parallèle à l'axe de compression) et dont la forme tend à s'allonger selon la direction d'écoulement (figure A9). La recristallisation dynamique tend donc à développer une fabrique, à diminuer progressivement la taille des grains anciens déformés et à diminuer l'accumulation des contraintes aux limites de grains. Il

s'agit là d'un facteur favorable à la déformation. A haute température, la fusion aux limites de grains peut se produire. Ce mécanisme accélère également la déformation. La lubrification des joints de grains facilite les glissements de type GBS et permet une réorientation des grains par rapport à la contrainte principale. L'ensemble de ces processus aboutit au développement d'une anisotropie au sein d'un agrégat polycristallin, auto-entretenu par une augmentation logique de la vitesse de déformation qui permet à son tour l'accumulation de déformation dans l'agrégat et donc le renforcement de la fabrique.

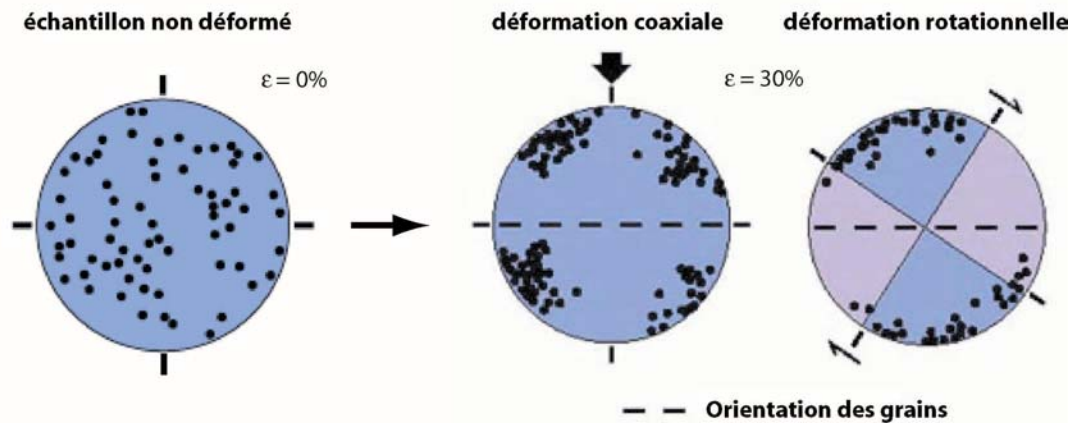


Figure A9

Projections stéréographiques de l'axe c des cristaux de glace au cours de la déformation. Dans le cas d'une déformation coaxiale, les axes c tendent à former un cône autour de l'axe de la contrainte principale maximale. Dans le cas d'une déformation rotationnelle, les axes décrivent approximativement un angle de 45° par rapport au plan de cisaillement.

Etant donnée la difficulté voire l'impossibilité d'intégrer l'ensemble de ces mécanismes dans les expériences en laboratoire, l'étude des glaciers terrestres se révèle être primordiale si l'on souhaite appréhender la dynamique d'un corps glacé polycristallin.

4.2. Les domaines de déformation plastique

La déformation plastique dans un agrégat polycristallin fait intervenir les différents mécanismes décrits précédemment que l'on peut globalement regrouper en deux grandes catégories : les mécanismes diffusifs, que l'on peut approximativement modéliser par une équation du type (équ.2) et les mécanismes de fluage par glissement soit le long des plans, soit grain sur grain. Ces mécanismes jouent un rôle plus ou moins important en fonction de la vitesse de déformation, de la pression de confinement, de la température et de la taille des grains. Le fluage par glissement peut être décrit empiriquement par une équation de type

Arrhénius qui relie la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$, le différentiel de contrainte ($\sigma_1 - \sigma_3$), la température T et la pression p de la façon suivante :

$$\dot{\varepsilon} = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad \text{éq.(A3)}$$

avec Q l'énergie d'activation (en J.mol⁻¹), A une constante fonction du matériau et n l'exposant des contraintes.

Les tests en laboratoire ou *in situ* sur les glaciers terrestres permettent de suivre la déformation de la glace à contraintes constantes au cours du temps. La figure A10 représente une courbe classique de fluage. On peut segmenter cette courbe en différentes régions et y associer une interprétation mécanique à partir des processus de déformation décrits précédemment. On distingue habituellement 3 régimes de fluage liés à la mobilisation des plans de glissement.

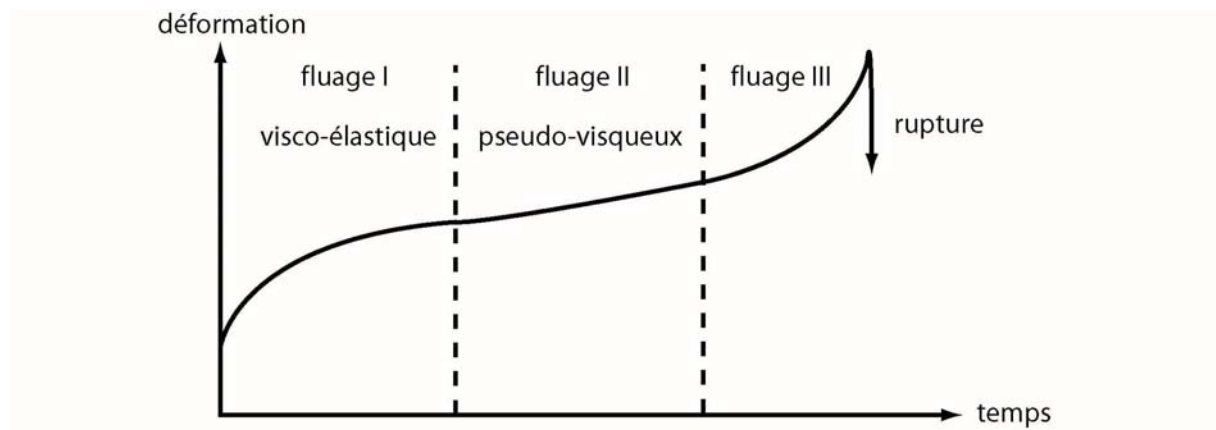


Figure A10

Courbe de fluage (temps-déformation) de la glace. On peut subdiviser cette courbe en trois grands domaines de fluage. La déformation s'accélère dans un premier temps (fluage I) puis ralentit progressivement avant d'atteindre une vitesse minimale constante (fluage II). Enfin, des phénomènes de recristallisation, de microfracturation et de fusion sous pression accélèrent de nouveau la déformation (fluage III). Lorsque les microfractures se connectent et que la vitesse de déformation atteint une valeur suffisamment élevée, la rupture se produit.

Un agrégat polycristallin, dont l'orientation des cristaux est initialement aléatoire, soumis à une contrainte donnée va tout d'abord se déformer de façon élastique. Les contraintes vont progressivement s'accumuler dans l'agrégat jusqu'à atteindre une contrainte critique correspondant à la contrainte cisailante minimale τ_c nécessaire au glissement sur les plans basaux les mieux orientés. La composante plastique de la déformation apparaît : c'est le *fluage primaire* (Glen 1955). Les autres grains ne se déforment que pour des contraintes plus élevées et conservent leurs propriétés élastiques. La déformation continue d'augmenter car les

contraintes internes augmentent et sont redistribuées autour des cristaux mal orientés. Ces derniers tendent alors à pivoter et contribuent progressivement au glissement. La figure A6 montre clairement que la déformation d'agrégats polycristallins isotropes fait intervenir, lorsque la contrainte est suffisamment grande, des plans de glissement non basaux (systèmes prismatiques ou pyramidaux, sauts de dislocations d'un plan basal à un autre...). Il est à noter que la vitesse de déformation (la pente de la courbe A10) diminue dans le même temps et atteint une valeur minimale lorsque la vitesse de fluage est en équilibre avec les processus de redistribution des contraintes internes (Jacka 1984, Budd et Jacka 1989). Ces processus (sauts des dislocations selon un axe perpendiculaire au plan basal, migration et glissement des limites de grains...) sont des facteurs limitant la vitesse de déformation : nous sommes dans le domaine du *fluage secondaire* (Glen 1955, Barnes et al. 1971). A ce stade, le seuil de plasticité est atteint. La contrainte est totalement accommodée par la déformation et n'évolue plus au cours du temps (figure A11).

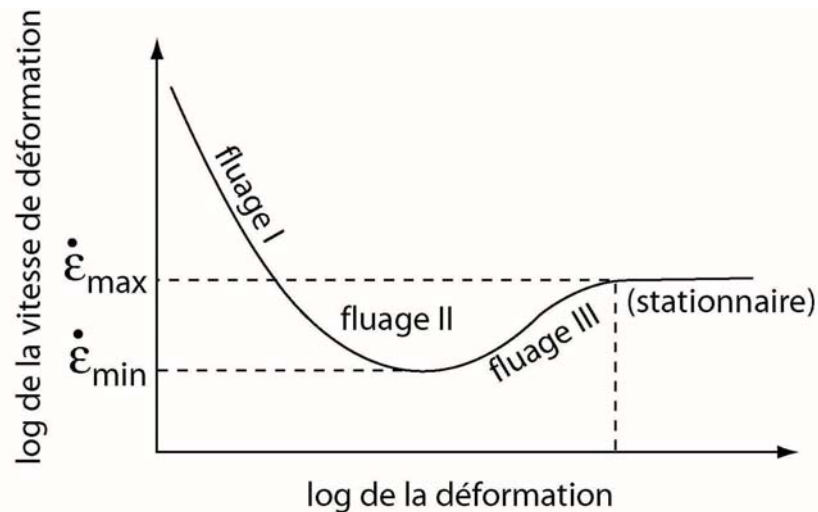


Figure A11

Log de la vitesse de déformation en fonction du log de la déformation. On retrouve sur cette courbe les trois domaines de fluage avec la décélération progressive de la déformation à la fin du fluage I, puis le passage à une vitesse de déformation minimale (fluage II) et enfin une réaccélération de la déformation avant d'atteindre l'état stationnaire (fluage III) (D'après Budd et Jacka 1989).

Enfin, la déformation accélère de nouveau pour atteindre un état stationnaire de déformation, c'est à dire un état pour lequel la vitesse de déformation reste constante au cours de la déformation : c'est le *fluage tertiaire* (figure A10 et A11). Le rapport des vitesses de déformation stationnaires (fluage III) et minimales (fluage II) reste constant et indépendant de la température et des contraintes (~ 3 pour des déformations coaxiales et ~ 8 pour des déformations rotationnelles, Budd et Jacka 1989). Cette indépendance en contrainte et en

température indique que les mécanismes de déformation impliqués dans les fluages II et III sont sensiblement identiques. La seule différence provient de phénomènes tels que la formation et la propagation de microfractures (Duval et al. 1983) facilitant la redistribution des contraintes autour des grains et la recristallisation dynamique. Ce dernier processus favorise le développement d'une fabrique mieux orientée par rapport aux contraintes et donc une déformation plus rapide.

A la surface d'Europe, le choix de la loi rhéologique à utiliser pose problème dans la mesure où les températures y sont très faibles et les vitesses de déformation sont, *a priori*, mal connues. Seules quelques expériences menées en laboratoire ont permis d'explorer ces conditions mais toujours malheureusement à des vitesses de déformation et/ou pour des pressions de confinement trop importantes (Kirby et al. 1985, Durham et al. 1992, 1997, 2001, Goldsby et Kohlstedt 1997, 2001). Selon Durham et al. (1997), trois régimes de déformation liés au fluage par migration de dislocations apparaissent en fonction de la température et donnent des valeurs d'exposants assez grandes allant de $n=4$ à $n=6$ (figure A12).

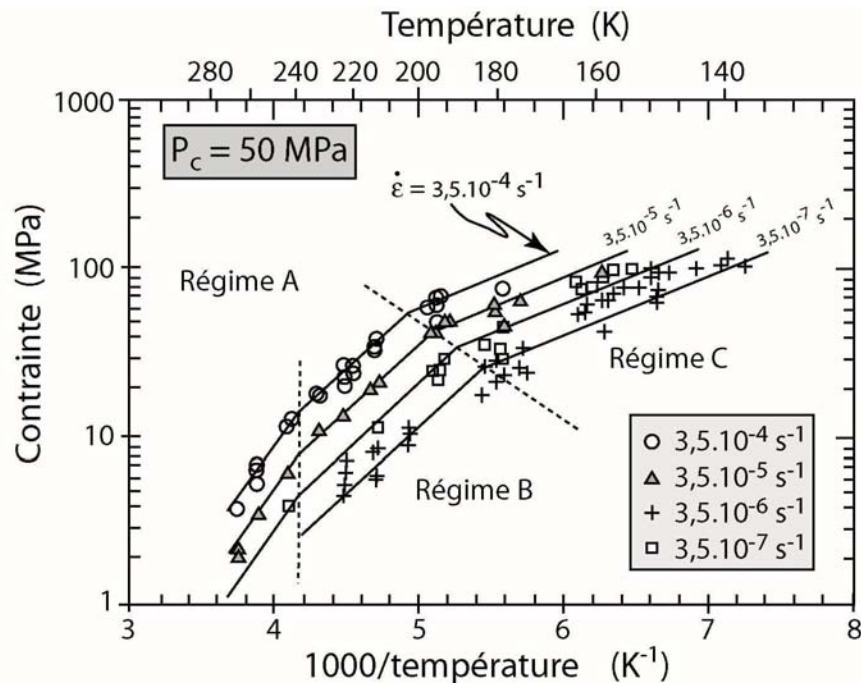


Figure A12

Carte de déformation représentant les trois régimes de fluage définis expérimentalement par Durham et al. (1992) sur des échantillons de glace polycristalline en fonction de la température et pour des vitesses de déformation variables.

Outre la température et la vitesse de déformation, la taille des grains influence grandement les mécanismes de la déformation. Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) ont réalisé des expériences sur des échantillons polycristallins de glace Ih à basse pression, proche du point de fusion et pour des grains de diamètres variables dans la gamme $3 \mu\text{m} < d < 1 \text{ mm}$ (figure A13). Ils mettent en évidence un régime de déformation superplastique et en déduisent une loi de fluage dépendante de la taille des grains avec :

$$\dot{\epsilon} = A' d^{-p} \quad \text{éq. (A4)}$$

où A est une constante faisant intervenir la taille des grains d .

Or, la dimension des grains demeure totalement hypothétique à la surface d'Europe. Ainsi, comme pour les vitesses de déformation, on peut difficilement prendre en compte ce facteur. De surcroît, nous verrons plus loin que le matériau constituant la croûte d'Europe est un mélange de glace et d'autres composés dont la nature chimique et les proportions restent sujettes à débat (Carlson 1999, McCord 1997, 1998, 2001).

Auteurs	T (K)	$\text{Log}_{10} A$ ($\text{MPa}^{-n} \text{s}^{-1}$)	n	Q (kJ/mol)	méthode
Kirby et al. (87)	< 195	$-2,8 \pm 0,6$	$4,7 \pm 0,3$	36 ± 5	Exp
Durham et al. (92)	240-258	$11,8 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,6$	91 ± 2	Exp
Durham et al. (92)	195-240	$5,1 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,1$	61 ± 2	Exp
Durham et al. (97)	≤ 195	-3,8	$6,0 \pm 0,4$	39 ± 5	Exp
Goldsby & Kohlstedt (97)	215-236	$\text{Log}_{10} (10^{-2,2} d^{-1,4})$	1,8	49 ± 1	Exp
Goldsby & Kohlstedt (01)	-	7,74	2,4	60	Exp

Table A1 Table récapitulative regroupant les principales lois rhéologiques utilisées dans ce travail. d représente la taille des grains et signifie que la loi est dépendante de ce paramètre.

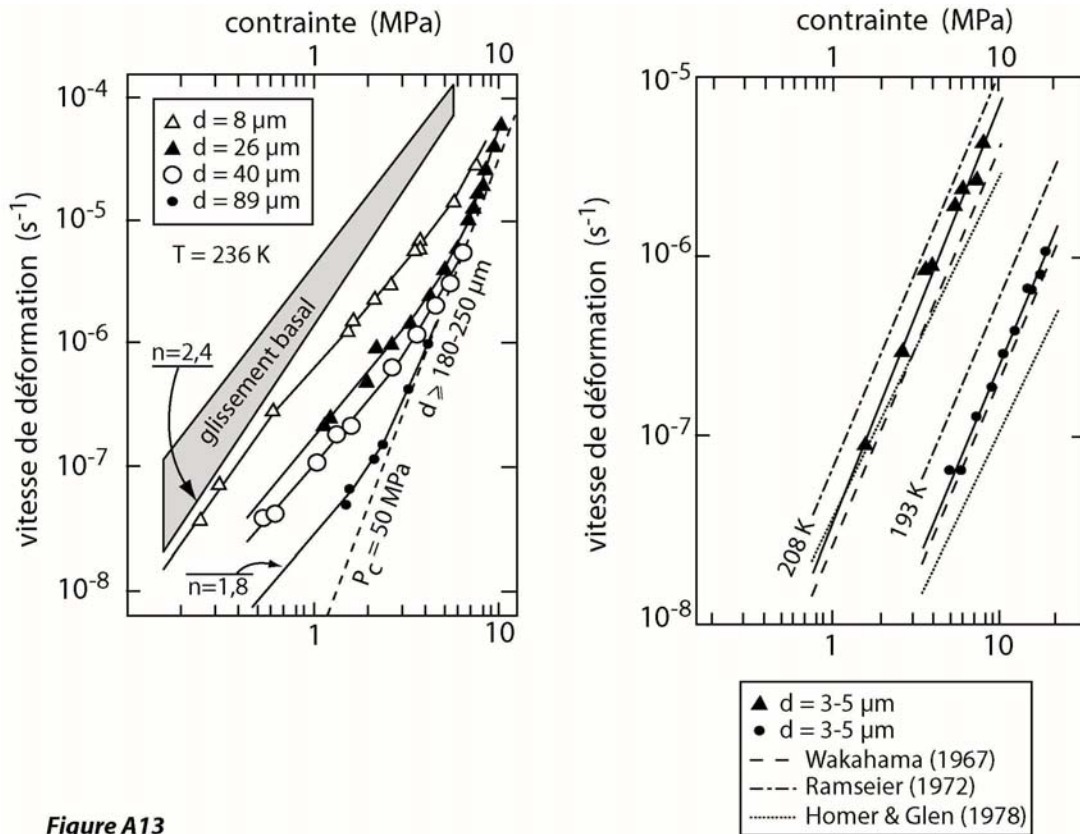


Figure A13

Relation expérimentale entre la contrainte et la vitesse de déformation établie par Goldsby et Kohlstedt (1997, 2001) sur des échantillons de glace polycristalline Ih de tailles de grains variant de 3 à 90 μm et à faible pression de confinement. (a) Comparaison des données expérimentales obtenues par Goldsby et Kohlstedt (1997) à faible pression de confinement avec les données de Durham et al. (1992) à $P_c = 50$ MPa. (b) Comparaison des résultats obtenus par Goldsby et Kohlstedt avec des données de glissement basal de glace monocristalline à 193 et 208 K.

5. Comportement fragile de la glace Ih

Comme pour la déformation ductile, le comportement fragile de la glace a fait l'objet de nombreux travaux aussi bien expérimentaux qu'*in situ*. Au-delà d'une contrainte critique, la rupture survient au sein d'un échantillon de glace polycristalline.

L'apparition d'une fracture visible à l'œil nu dans la glace n'est pas l'œuvre d'un processus instantané. Les observations de Wakahama (1965) sur des échantillons de glaces mono et polycristallines ont permis d'établir une classification des fractures selon 3 groupes distincts : 1) des fractures intragranulaires (nuclei triangulaires de fractures, fractures traversant le grain de part en part, clivages selon les plans de glissement), 2) des fractures associées aux limites de grains et qui forment des cavités entre les grains, et 3) des fractures intergranulaires traversant plusieurs grains.

Des analyses statistiques de formation et de distribution des fractures dans la glace polycristalline ont amené Gold (1966, 1969) à proposer un processus de nucléation et de propagation des fractures lié au blocage des dislocations et dépendant de l'intensité et du temps d'application de la contrainte. La redistribution des contraintes par migration des dislocations n'étant localement plus possible, le seuil critique de contraintes est atteint et les premières microfractures apparaissent préférentiellement orientées parallèlement ou perpendiculairement aux plans basaux. D'après les tests de fluage en compression effectués par Gold (1966), 3/4 des fractures sont transgranulaires et le quart restant est associé aux limites de grains (dont 2/3 suivent des limites de grains parallèles ou perpendiculaires aux plans basaux). Un peu plus tard, Gold (1969) corrèle la production de fractures avec la déformation sur des échantillons à 263 K et soumis à différentes contraintes. Lors de la phase d'activité maximale de fracturation, la déformation s'accélère. Ce phénomène correspondrait au relâchement brutal des contraintes autour des zones fracturées. La figure A14 permet de visualiser le développement et l'évolution d'une fracture dans un échantillon polycristallin soumis à une contrainte axiale verticale.

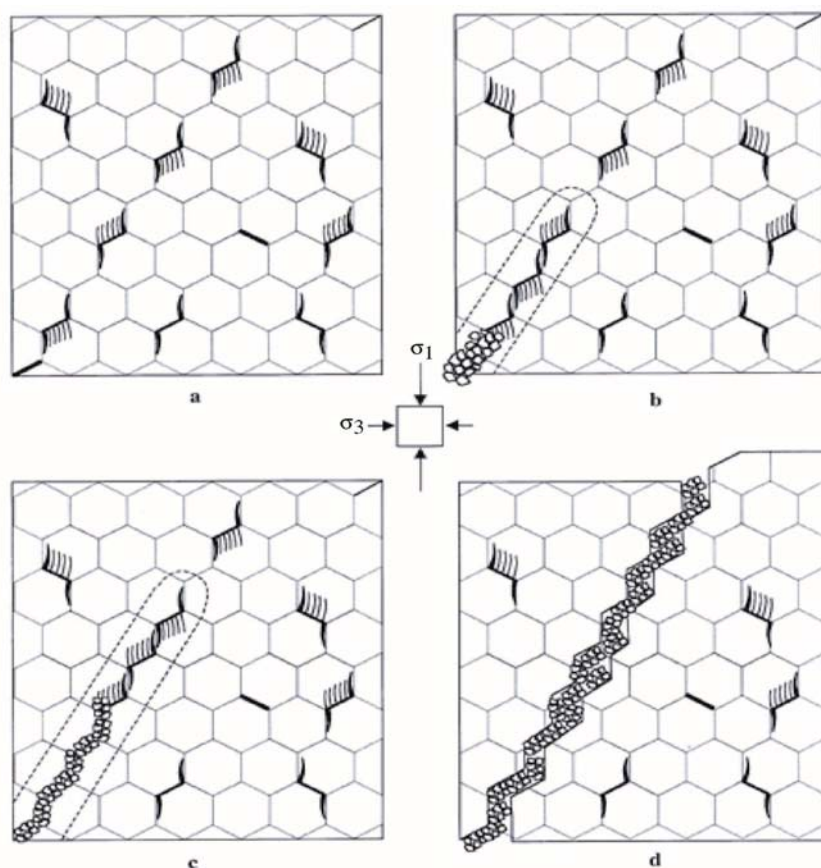


Figure A14

Schémas de développement d'un plan de rupture dans un échantillon de glace polycristalline. Les microfractures apparaissent aux limites de grains et traversent les grains les mieux orientés par rapport à la contrainte. Le plan de rupture naît de la coalescence des microfractures (d'après Schulson et al. 1999).

De nombreux essais en compression, en tension et en friction montrent que la résistance ultime d'échantillons polycristallins à une température donnée (généralement proche du point de fusion) dépend de la forme et de la section de l'échantillon, des conditions de formation de la glace (présence d'impuretés, de bulles de gaz et de la taille des grains), de l'orientation des contraintes par rapport à l'axe c et de la vitesse de déformation. Jellinek (1958) a notamment montré sur des cylindres de glace polycristalline à 268,5 K que la résistance en tension est reliée à la section de l'éprouvette (A) et inversement proportionnelle à son volume (V) :

$$\sigma_{tension} = 2,45 \cdot 10^{-2} A V^{-0,84} + 0,92 \quad \text{éq. (A5)}$$

Il est à noter que cette relation empirique est en très bon accord avec la théorie.

La contrainte de rupture en tension est également fortement dépendante de la taille des grains (figure A15). A température et vitesse de déformation données, la relation est de la forme :

$$\sigma_{tension} = 0,51 + \frac{0,03}{d^{0,5}} \quad \text{éq. (A6)}$$

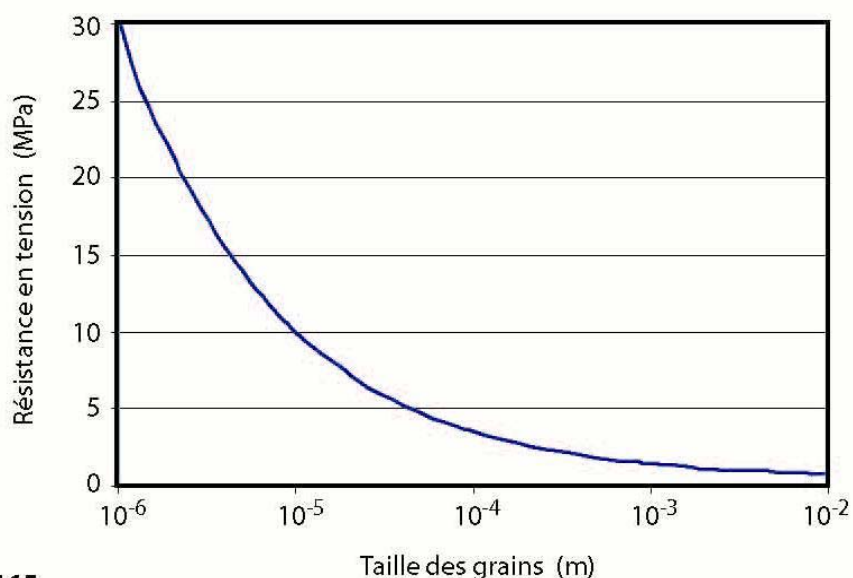


Figure A15

Variation de la contrainte de rupture en tension en fonction de la taille des grains déduite à partir de l'équation (A6) (Hobbs 1974).

La température a évidemment une grande influence sur la contrainte critique de rupture. Butkovich (1954) a mené une série d'expériences en tension et en compression sur différents types de glace polycristalline dans une gamme de températures allant de 270 à 220 K et avec des contraintes appliquées parallèlement ou perpendiculairement à l'allongement des cristaux. Sur des échantillons de glace relativement compacte, il met en évidence une augmentation quasi linéaire de la contrainte critique en tension allant de 14 MPa à 270 K jusqu'à environ 20

MPa à 230 K. Au-delà, la contrainte limite augmente brutalement. Quelques années auparavant, un rapport de la « Construction Bureau of the South Manchourian Railway Co. » (1941, voir Hobbs 1974) propose une relation de dépendance de la résistance en tension avec la température du type :

$$\sigma_{tension} = 0,66 + \frac{T}{0,53T + 19,6} \quad \text{éq.(A7)}$$

Ces deux travaux divergent à basses températures, cependant les points obtenus par Butkovich en deçà de 230 K pourraient être liés à un artefact expérimental. De ce fait, l'évolution de la résistance en tension peut être approchée par une tendance linéaire à partir des points obtenus à $T > 230$ K :

$$\sigma_{tension} = 4,42 - 0,011T \quad \text{éq.(A8)}$$

La figure A16 présente une synthèse des expériences en tension réalisées par Butkovich (1954) et la « Construction Bureau of the South Manchourian Railway Co. » (1941). Les données expérimentales de Jones et Glen (1969) acquises sur des monocristaux purs sont également reportées sur la figure à titre indicatif.

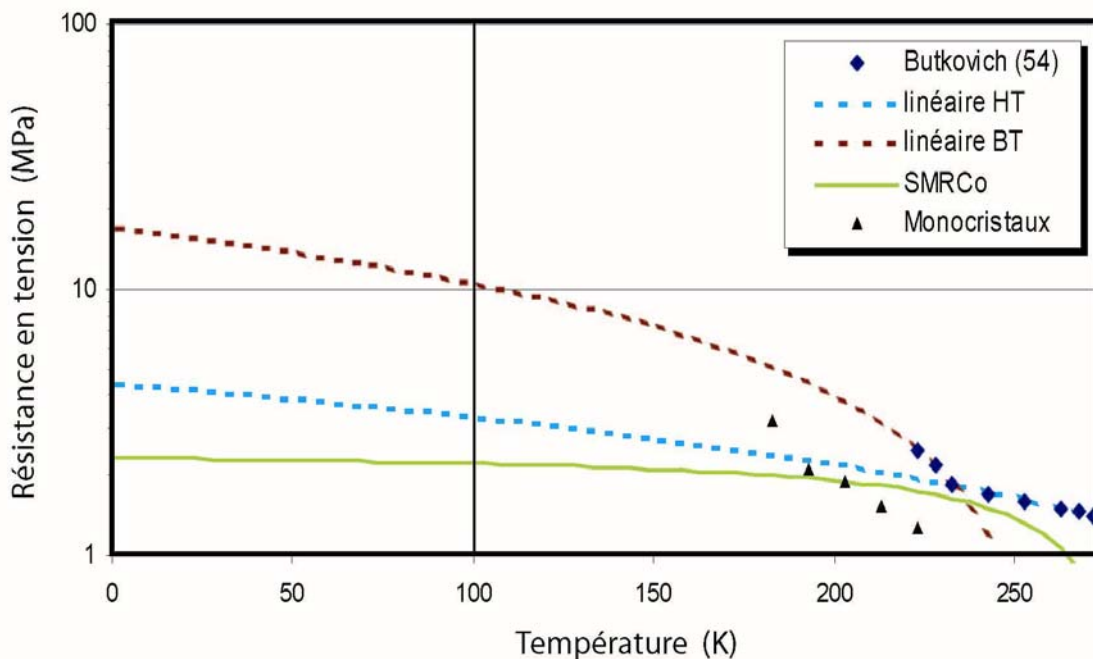


Figure A16

Variation de la résistance en tension avec la température. Deux jeux de données expérimentales sont présentés ici. La régression linéaire des points " haute température " de Butkovich semble la plus probable et plus proche des données de la SMRCO (lire le texte). Les données obtenues sur des monocristaux sont également représentées à titre indicatif (Jones et Glen 1969).

Les tests en compression réalisés par Butkovich (1954) sur des glaces compactes donnent des valeurs de résistance plus élevées (voir la figure A17) et montrent une augmentation quasi linéaire de la contrainte compressive critique allant d'environ 2 MPa à 270 K à environ 7 MPa à 230 K. En revanche, la contrainte compressive critique d'échantillons de glace issue du tassement de la neige (glace moins compacte) évolue peu avec la température (entre 3 et 4 MPa à 230 K).

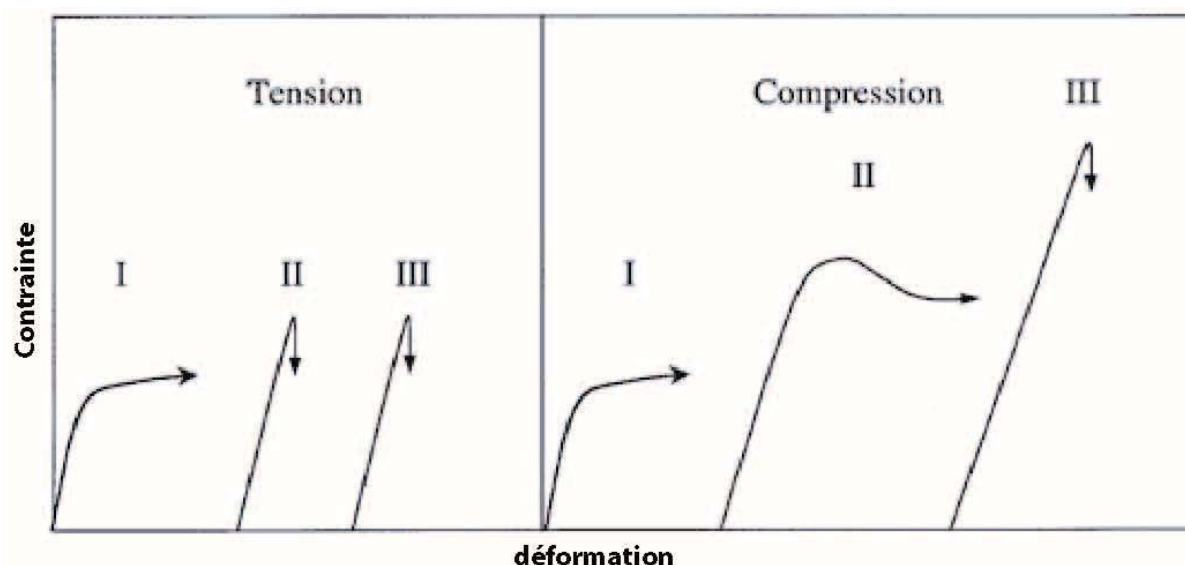


Figure A17

Evolution qualitative des contraintes au cours de la déformation d'échantillons en tension et en compression. Les numéros I à III indiquent un régime de vitesse de déformation de plus en plus élevé.

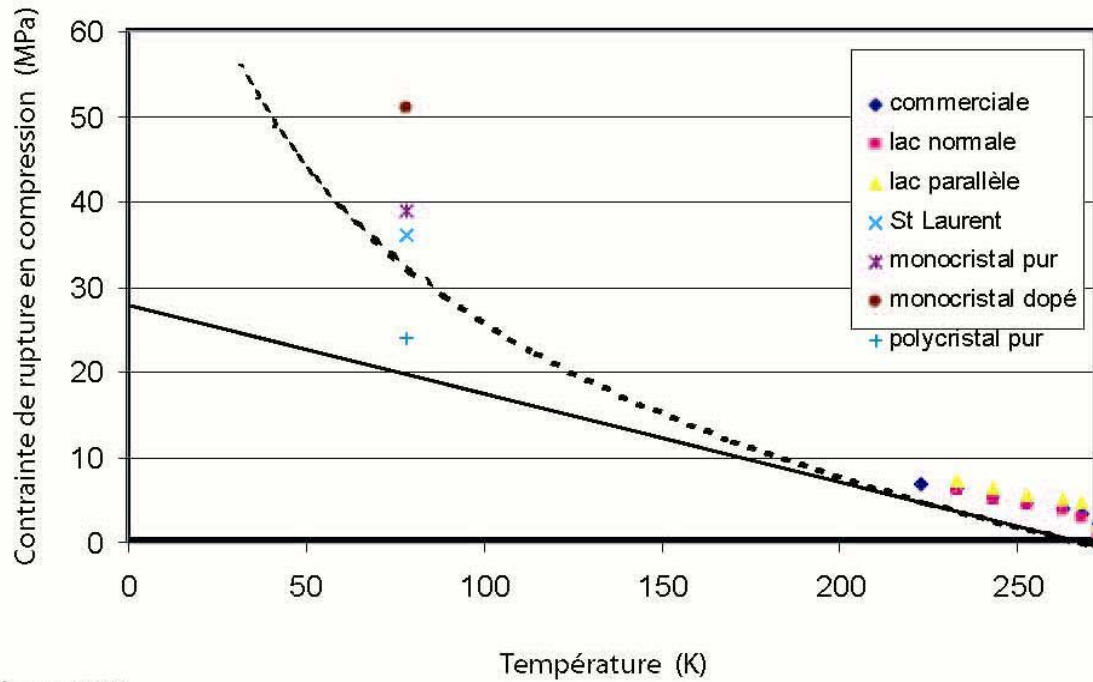
Des expériences plus récentes ont été réalisées à très basse température. Parameswaran et Jones (1975) mesurent des résistances en compression à 77 K sur quatre types d'échantillons de glace (monocristaux purs et dopés à l'acide fluorhydrique, polycristaux purs et glace naturelle provenant du St Laurent). Les contraintes critiques moyennes avant rupture sont comprises entre 24 ± 12 MPa (pour la glace polycristalline pure) et 51 ± 27 MPa (pour les monocristaux dopés), tandis que la dépendance en température de la résistance en compression est approchée par deux lois compatibles avec les valeurs moyennes données par Parameswaran et Jones (1975) (voir la figure A18).

Une relation linéaire passe par la moyenne obtenue sur la glace polycristalline pure :

$$\sigma_{compression} = -0,104T + 31,672 \quad \text{éq.(A9)}$$

Alors qu'une relation logarithmique est davantage compatible avec la moyenne obtenue sur la glace du St Laurent :

$$\sigma_{compression} = -26,123 \ln(T) + 149,86 \quad \text{éq.(A10)}$$

**Figure A18**

Variation de la résistance en compression de divers types de glace avec la température. Les jeux de données expérimentales proviennent de Butkovich (1954) pour les " hautes températures " et de Parameswaran et Jones (1975) à 77 K. Une régression linéaire des données (courbe en trait plein) correspond davantage à la glace polycristalline pure, tandis qu'une régression logarithmique (courbe en pointillés) correspond mieux à la glace polycristalline naturelle provenant du St Laurent.

Une comparaison des contraintes de rupture obtenues en tension et en compression est présentée sur la figure A19. La figure A19a montre l'évolution de ces contraintes en fonction de la température, tandis que la figure A19b montre la dépendance de ces contraintes en fonction de la vitesse de déformation imposée pour une gamme de températures très réduite (Schulson et al. 1990).

D'une manière générale, et c'est également vrai dans le cas de la glace, le critère de Coulomb met en relation la composante tangentielle (τ) de la contrainte appliquée sur un plan de rupture avec sa composante normale (σ_n) :

$$\tau = \tan(\varphi) \sigma_n + C \quad \text{éq. (A11)}$$

où C et φ représentent respectivement la cohésion et l'angle de friction interne du matériau considéré ($\tan \varphi$ est le coefficient de friction). La géométrie des contraintes par rapport au plan de rupture (figure A20) permet de traduire le critère de Coulomb en terme de contraintes principales :

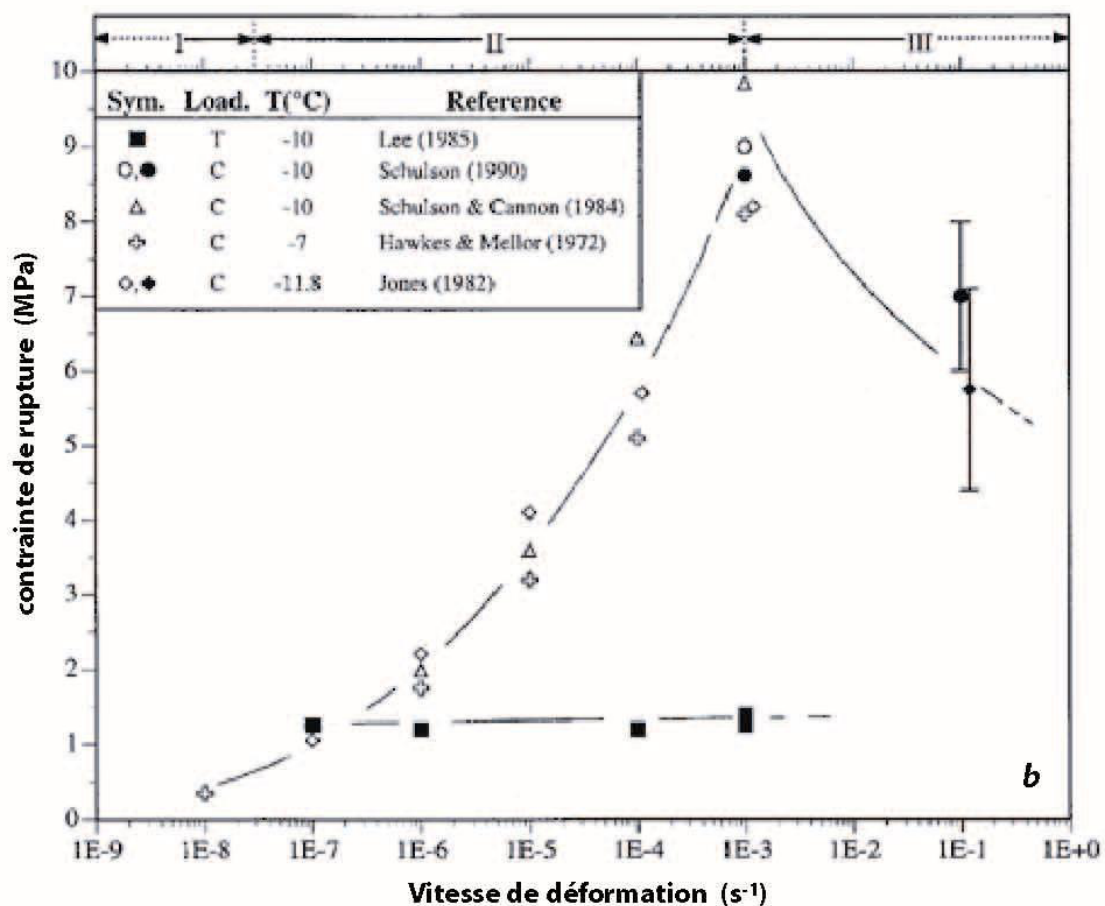
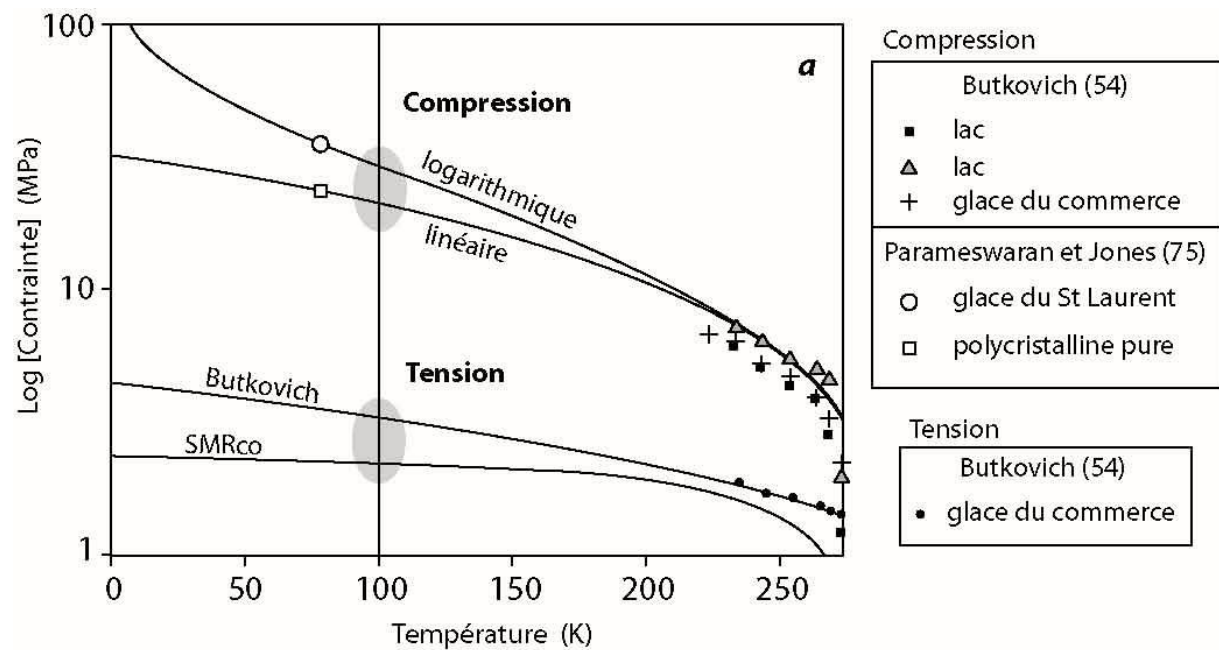


Figure A19

Synthèse des expériences menées pour déterminer le seuil de contrainte nécessaire à la rupture en tension et en compression. (a) Variation en fonction de la température et (b) variation en fonction de la vitesse de déformation appliquée (d'après Schulson 1990).

$$\tau = \sigma \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta = \sin(2\theta) \times \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \right) \quad \text{éq. (A12)}$$

$$\sigma_n = \sigma \cdot \sin^2 \theta = \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \right) - \cos(2\theta) \times \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \right) \quad \text{éq. (A13)}$$

où θ est l'angle entre la contrainte principale maximale σ_1 et le plan de rupture. A partir de ces équations, il est possible de représenter graphiquement l'ensemble des contraintes principales, normales et tangentielles, et de lire directement les propriétés cassantes du matériel étudié sur un diagramme de Mohr (figure A20).

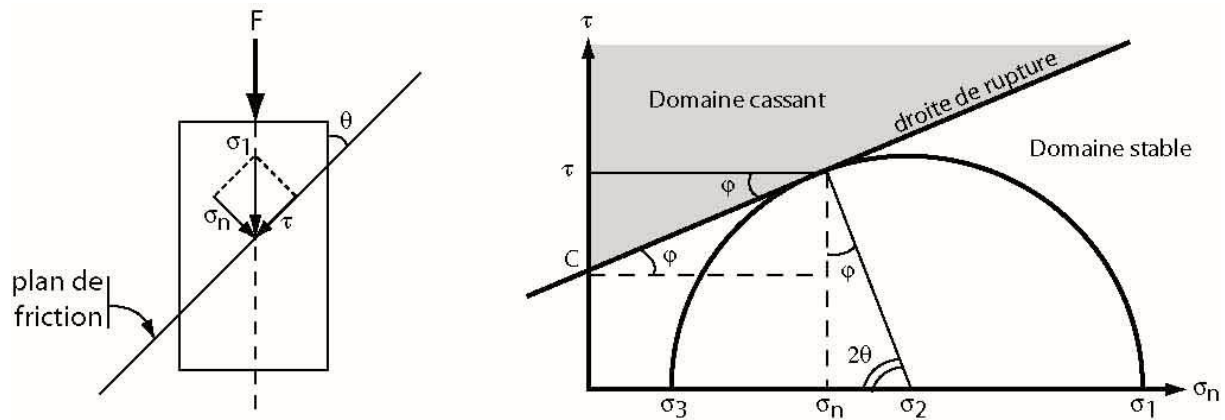


Figure A20

Le cercle de Mohr est une représentation graphique permettant de lier les contraintes normales (σ_n) et tangentielles (τ) aux contraintes principales (σ_1 et σ_3) qui s'appliquent sur une surface. ϕ et C représentent respectivement l'angle de friction interne et la cohésion du matériau considéré.

Dans le but de caractériser les paramètres de friction de la glace polycristalline pure à basse température, Beeman et al. (1988) ont procédé à des tests de friction à 77, 90 et 115 K en introduisant un plan « fragilisé » à 45° de la contrainte principale maximale. L'éprouvette est placée dans une enceinte refroidie à l'azote liquide et soumise à des pressions de confinement variables telles que $\sigma_2 = \sigma_3 = P_c$. Ils suivent l'évolution du différentiel de contrainte au cours du temps, notent les épisodes de fracturation pour chaque expérience et reportent leurs résultats sur un diagramme de Mohr (figure A21). Ils déduisent de leurs données deux lois de friction, l'une valable dans un domaine de pression de confinement inférieur à environ 10 MPa :

$$\tau = 0,55\sigma_n + 1 \text{ MPa} \quad \text{éq. (A14)}$$

Et l'autre représentative de pression de confinement > 10 MPa :

$$\tau = 0,2\sigma_n + 8,3 \text{ MPa} \quad \text{éq. (A15)}$$

Ces équations sont le résultat d'une régression linéaire de l'ensemble des données à 77, 90 et 115 K. Toutefois la résistance au cisaillement ne semble pas dépendre de la température puisque des données similaires acquises sur des échantillons de banquise à haute température

et pressions de confinement quasi nulles livrent des valeurs identiques (1,5 à 2,1 MPa, Zufelt et Ettema 1996) à celles de Beeman et al. à faible pression de confinement. L'alignement de points de températures différentes dans le jeu de données de Beeman et al. en atteste d'ailleurs. Quoiqu'il en soit, nous utiliserons par la suite les coefficients de l'équation (A14) proposée par Beeman et al. pour décrire le comportement fragile de la croûte superficielle d'Europe.

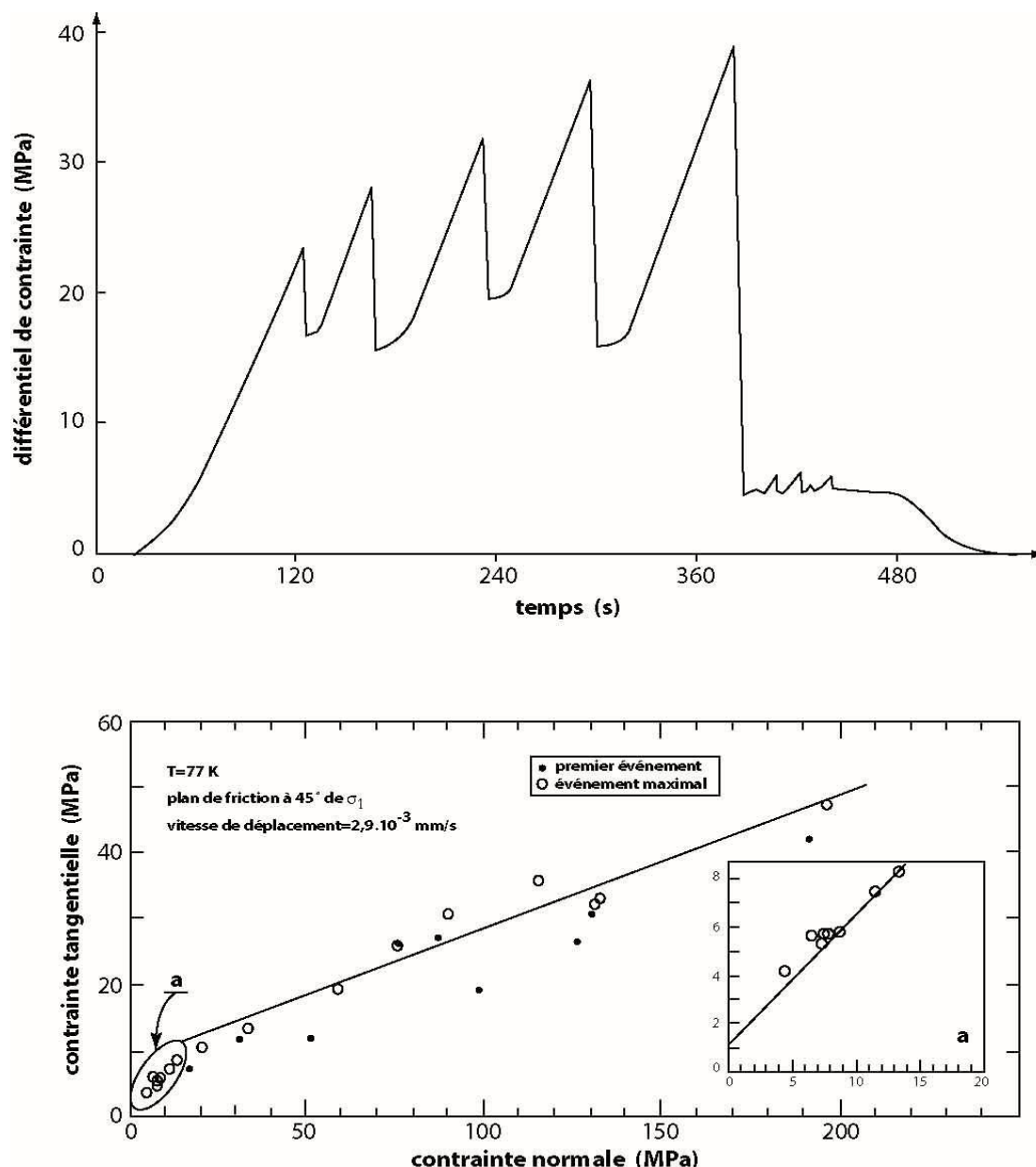


Figure A21

Beeman et al. (1988) ont suivi l'évolution de la contrainte dans le temps sur des échantillons de glace polycristalline Ih pour la gamme de températures 77-115 K et la gamme de pressions de confinement 0,1-250 MPa (a). Ils ont ainsi pu établir une relation entre la contrainte tangentielle et la contrainte normale et déterminer les paramètres de friction de la glace à ces températures (b). La pente de la courbe correspondant au coefficient de friction interne change pour des pressions de confinement plus élevées (> 10 MPa) de $\mu = 0,2$ à $\mu = 0,55$.

6. Temps de relaxation et viscosité

Classiquement en Sciences de la Terre, on considère que les matériaux réagissent de manière visco-élastique. C'est à dire qu'ils sont capables de subir une déformation élastique pour des vitesses de déformation suffisamment élevées et des laps de temps assez courts, et une déformation visqueuse à plus long terme et pour des vitesses de déformation plus faibles. Lorsque l'on étudie un objet sur des périodes de temps et à des vitesses de déformation « géologiques », il est important d'estimer le temps de relaxation. Celui-ci correspond au temps minimal nécessaire à un matériau pour répondre de manière visqueuse à une contrainte appliquée. On assiste alors à un réajustement des contraintes au sein de l'objet considéré et la relation entre la déformation et le temps devient linéaire sur des échelles de temps assez courtes (figure A22).

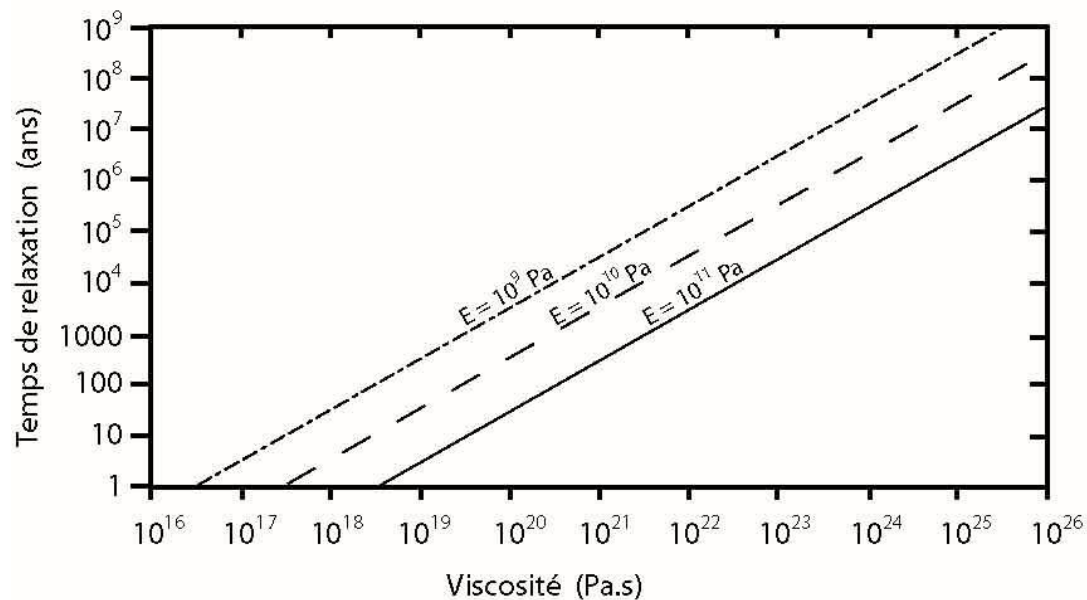


Figure A22

Temps de relaxation en fonction de la viscosité de la croûte de glace pour différentes valeurs du module élastique. A $T_s=100$ K, la viscosité de la glace atteint théoriquement des valeurs supérieures à 10^{24} Pa.s. Les temps de relaxation sont donc très grands. En revanche, celui-ci diminue très rapidement en profondeur: la température augmente et abaisse de façon significative la viscosité jusqu'à un pic de dissipation de 10^{14} Pa.s. Les temps de relaxation peuvent ainsi être relativement courts à faible profondeur aux endroits où le gradient thermique est assez fort.

Le temps de relaxation ou temps de Maxwell peut se définir comme le rapport d'une composante visqueuse sur une composante élastique :

$$\tau_{relax} = \frac{\eta}{\mu_s} \quad \text{éq.(A16)}$$

avec le module de cisaillement μ_s et la viscosité η . Afin de définir le temps de Maxwell de la croûte superficielle d'Europe, il est donc primordial de connaître la viscosité de la glace et son module de cisaillement en surface. Ce dernier varie avec la température suivant la relation (Goodman et al. 1981) :

$$\frac{\partial \mu_s}{\partial T} = \mu_0 \left[1 - \left(\frac{T_f}{\mu_0} \frac{\partial \mu_s}{\partial T} \frac{T - T_0}{T_f} \right) \right] \quad \text{éq.(A17)}$$

où μ_0 est le module de cisaillement calculé à la température de référence T_0 et T_f est la température de fusion de l'eau.

La viscosité de la glace répond bien quant-à elle à une loi empirique définie par Weertman (1968, 1970) :

$$\eta(T) = \eta_0 \exp \left[A \left(\frac{T_f}{T} - 1 \right) \right] \quad \text{éq.(A18)}$$

où la constante A peut être définie comme suit (Deschamps 1997) $A = \frac{Q}{RT_f}$ éq.(A19)

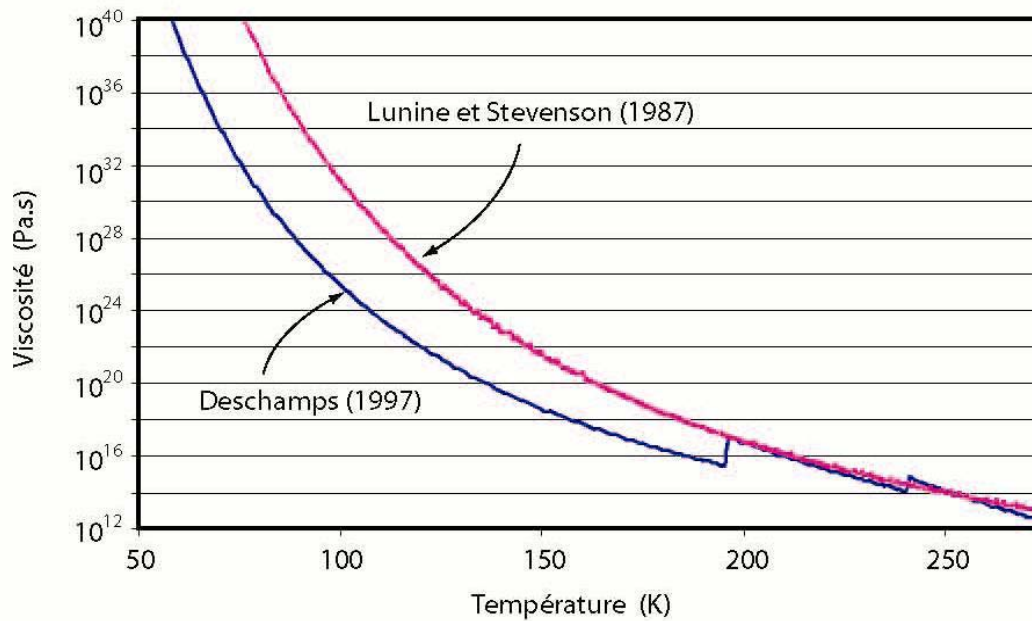
La viscosité de référence η_0 est déterminée à partir d'observations menées sur l'écoulement des glaciers terrestres pour une température proche du point de fusion (T_f) et pour des contraintes faibles (de 10^4 à 10^5 Pa). Gerrard et al. (1952) ont proposé une relation empirique :

$$\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-16} \sigma^{1,5} \quad \text{éq.(A20)}$$

On peut ainsi calculer le profil de la viscosité de référence dans la gamme de contraintes considérée pour des lois de viscosité effective ($\eta_{eff} = \sigma / \dot{\epsilon}$) variant d'un coefficient 1 à 1/3.

Quelle que soit la loi choisie, $10^{12} < \eta_{eff}(T_f) = \eta_0 < 10^{14}$ Pa.s. La figure A23 représente les profils de viscosités en fonction de la température pour deux lois différentes. Deschamps (1997) prennent $\eta_0 = 3 \cdot 10^{12}$ Pa.s et calculent A en fonction des Q définis par Durham et al. (1997), tandis que Lunine et Stevenson (1987) prennent $\eta_0 = 10^{13}$ Pa.s et considèrent une valeur constante $A = 24$.

On peut ainsi évaluer le temps de relaxation en fonction de la viscosité à une température donnée pour trois valeurs du module élastique sur la figure A22. La relaxation est d'autant plus lente que les contraintes diminuent précocement au cours de la déformation et que la température est faible.

**Figure A23**

Variation de la viscosité de la glace en fonction de la température selon la loi de Lunine et Stevenson (1987) et celle de Deschamps (1997). La courbe proposée par Deschamps est discontinue car la valeur de A dans l'équation (A19) est définie pour trois domaines de température différents. En revanche, Lunine et Stevenson choisissent une valeur constante $A=24$. A $T_S=100$ K, la viscosité peut être considérée comme étant supérieure à 10^{24} Pa.s.

7. Influence de la température sur les propriétés thermodynamiques de la glace Ih

De nombreux paramètres inhérents au comportement mécanique et thermique de la glace sont dépendants de la température. D'autant plus que l'on sait que la variation de température dans les derniers kilomètres de la croûte d'Europe est loin d'être négligeable quels que soient les modèles de structure interne : le domaine qui intéresse la surface d'Europe se situe entre 60 K et 140 K (spencer et al. 1999). Ce paragraphe évalue l'évolution de quelques paramètres thermiques et rhéologiques en fonction de la température, afin d'introduire le moins d'approximation possible dans les calculs effectués par la suite.

La masse volumique

L'eau est un cas particulier dans la mesure où la masse volumique du solide (glace Ih) est plus faible que celle du liquide. Comme nous le verrons plus loin, cela va générer des instabilités gravitaires et avoir des conséquences importantes en terme de dynamique interne. De surcroît, des données expérimentales montrent que la masse volumique de la glace Ih varie de plus de

2% entre 273 K et 10 K (Lonsdale 1958, Eisenberg et Kauzmann 1969, Hobbs 1974). La figure A24 présente une synthèse de ces différents résultats.

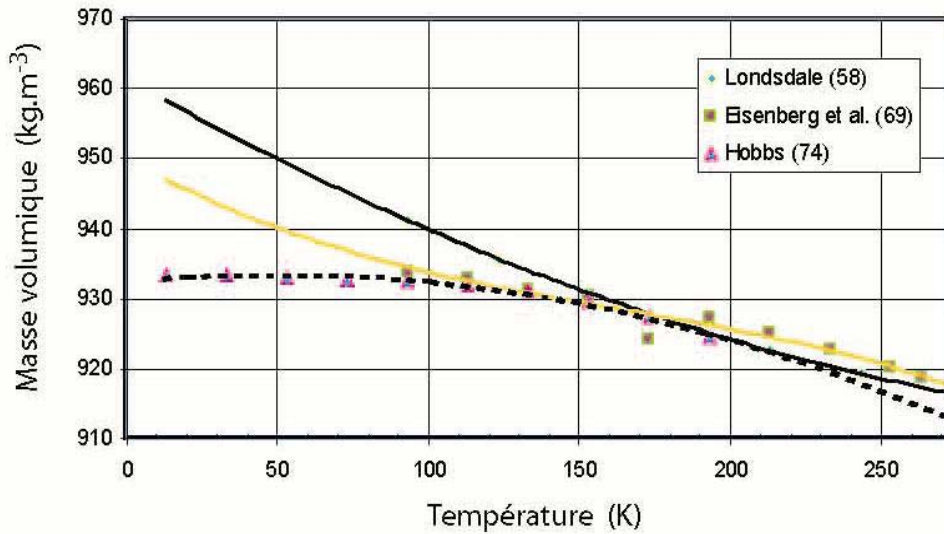


Figure A24

Variation de la masse volumique de la glace en fonction de la température. Trois jeux de données expérimentales sont représentés sur ce graphe, mais l'on peut accorder une plus grande confiance aux fits de Hobbs et Eisenberg et al. Ceux-ci donnent une valeur d'environ 932 kg.m^{-3} à $T=100 \text{ K}$.

Les points expérimentaux de Lonsdale (1958) divergent pour des températures inférieures à 150 K et un point d'Eisenberg et Kauzmann (1969) semble douteux. Pour cette raison, nous retiendront les valeurs proposées par Hobbs (1974) et utiliserons l'équation du fit pour décrire l'évolution de la masse volumique avec la température :

$$\rho_{g(T)} = -0,0004T^2 + 0,0426T + 932,34 \quad \text{éq.(A21)}$$

La conductivité thermique

La conductivité thermique va également dépendre de la température. La figure A25 confronte différents résultats expérimentaux (Lees 1905, Jakob et Erk 1929, Ratcliffe 1962, Dean et Timmerhaus 1963, Dillard et Timmerhaus 1966). La loi proposée par Hillier et Squyres (1991) semble bien décrire l'ensemble des points expérimentaux :

$$k_{g(T)} = \frac{488,12}{T} + 0,4685 \quad \text{éq.(A22)}$$

L'influence d'une fraction volumique de silicates ϕ_s en mélange avec la glace peut être évaluée selon l'expression suivante :

$$k_{\text{mélange}} = \phi_s k_s + (1 - \phi_s) k_{g(T)} \quad \text{éq.(A23)}$$

La figure A26 illustre cette influence pour une valeur de $k_s=4,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

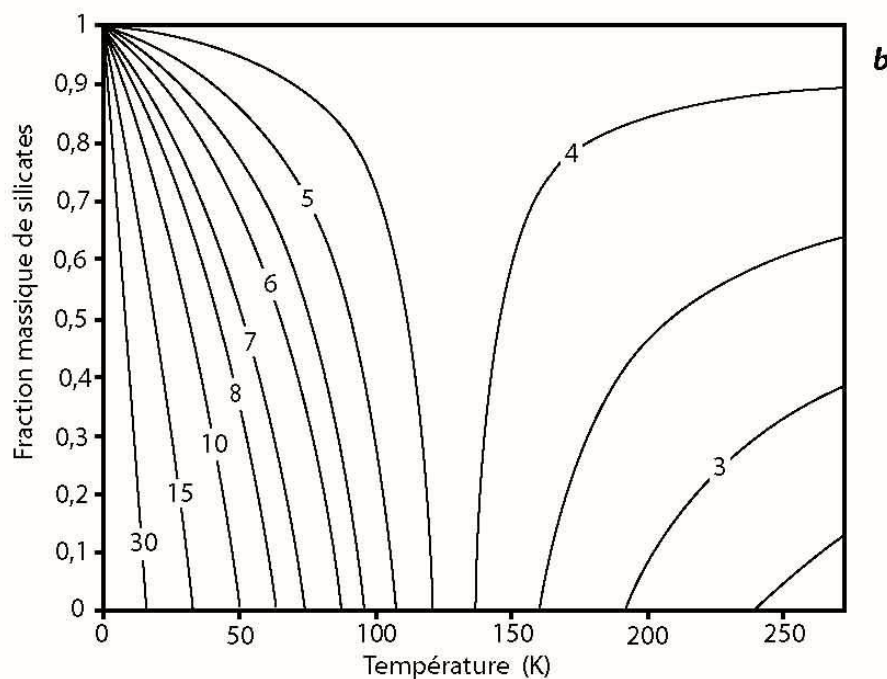
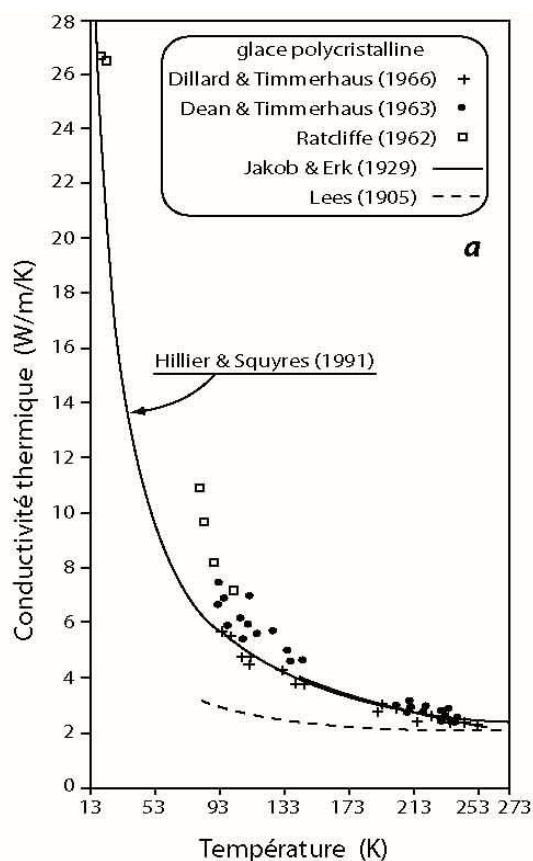
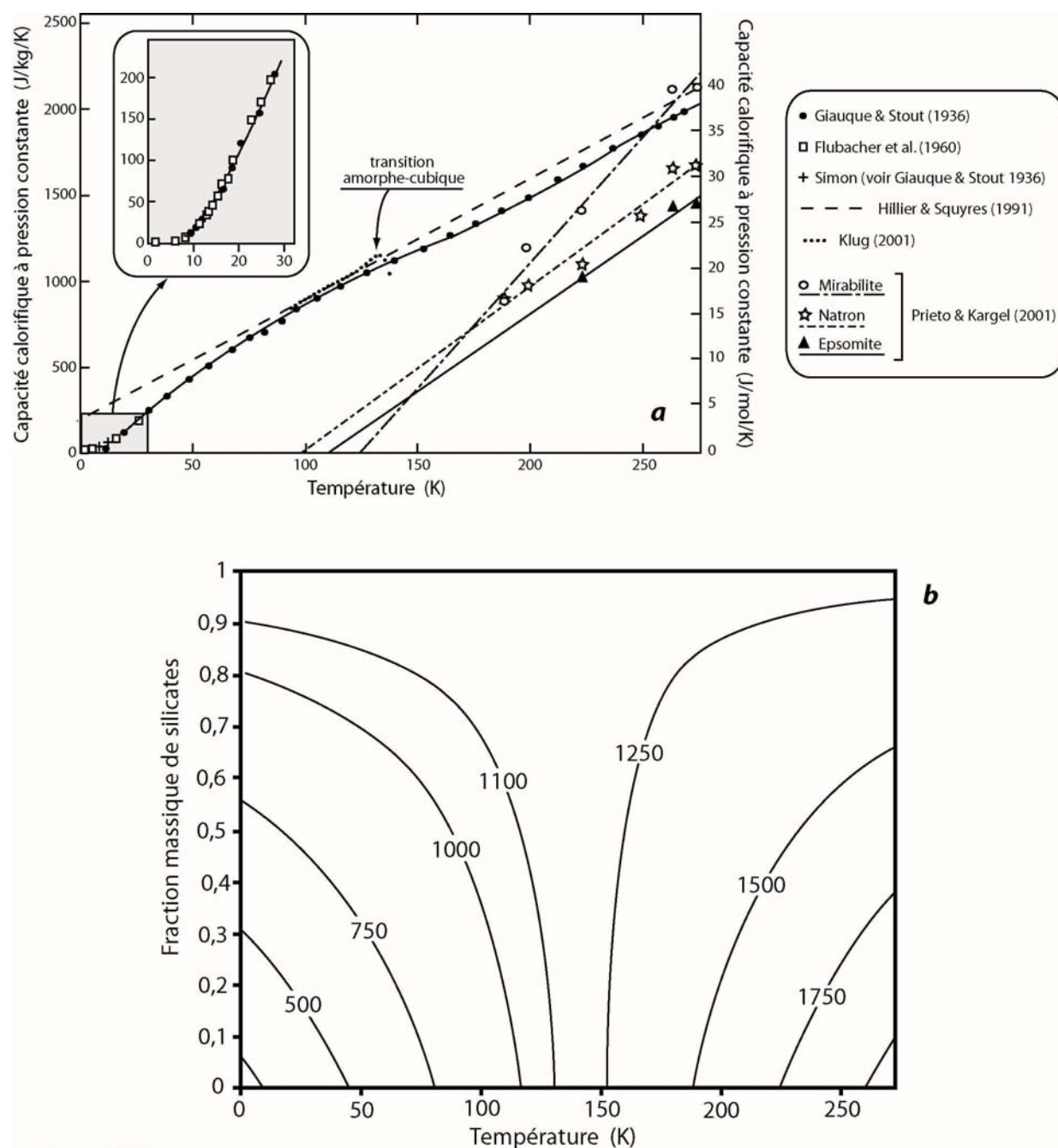


Figure A25

(a) Variation de la conductivité thermique de la glace polycristalline pure en fonction de la température. La régression de Hillier et Squyres (1991) semble cohérente avec les données expérimentales (eq. A22). (b) Isocontours de la conductivité thermique pour un mélange glace-silicates (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) en fonction de la température et de la fraction massique de silicates en mélange.

**Figure A26**

Variation de la capacité calorifique de la glace ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) en fonction de la température. (a) Courbes expérimentales et théorique (Hillier et Squyres 1991) pour la glace pure. Les Cp de la Mirabilite, du Natron et de l'Epsomite, tous les trois, suspectés d'être présents à la surface d'Europe sont également représentés (Prieto et Kargel 2001). (b) Isocontours de la capacité calorifique du mélange glace-silicate en fonction de la température et de la fraction massique de silicates dans le mélange (équation A25).

La capacité calorifique

La capacité calorifique de la glace Ih a également fait l'objet de nombreux travaux (Giauque et Stout 1936, Flubacher et al. 1960). Elle se comporte globalement de façon linéaire avec la

température. Hillier et Squyres (1991) proposent une relation satisfaisante dans la gamme de températures qui nous intéresse :

$$Cp_{g(T)} = 7,037T + 185 \quad \text{éq. (A24)}$$

La figure A26a présente une synthèse des données expérimentales. Les points obtenus par Klug (2001) sur des échantillons de glace et montrant bien la transition entre les glaces amorphes et le système cubique sont replacés sur ce graphe à titre d'information.

Comme pour la conductivité thermique, on peut représenter l'influence d'une fraction massique de silicates $\phi_{(m)s}$ dans la glace :

$$Cp_{\text{mélange}} = \phi_{(m)s} Cp_s + (1 - \phi_{(m)s}) Cp_{g(T)} \quad \text{éq. (A25)}$$

Une valeur de $Cp_s = 1200 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ a été utilisée pour construire la figure A26b.

De récents travaux de Prieto et Kargel (2001) montrent que la capacité calorifique des hydrates de magnésium (Mirabilite, Epsomite) ou de sodium (Natron) varie davantage encore avec la température (figure A26a) :

$$Cp_{\text{epsomite}(T)} = 9,0714T - 1005,1 \quad \text{éq. (A26)}$$

$$Cp_{\text{mirabilite}(T)} = 14,622T - 1812,5 \quad \text{éq. (A27)}$$

$$Cp_{\text{Natron}(T)} = 9,569T - 943,26 \quad \text{éq. (A28)}$$

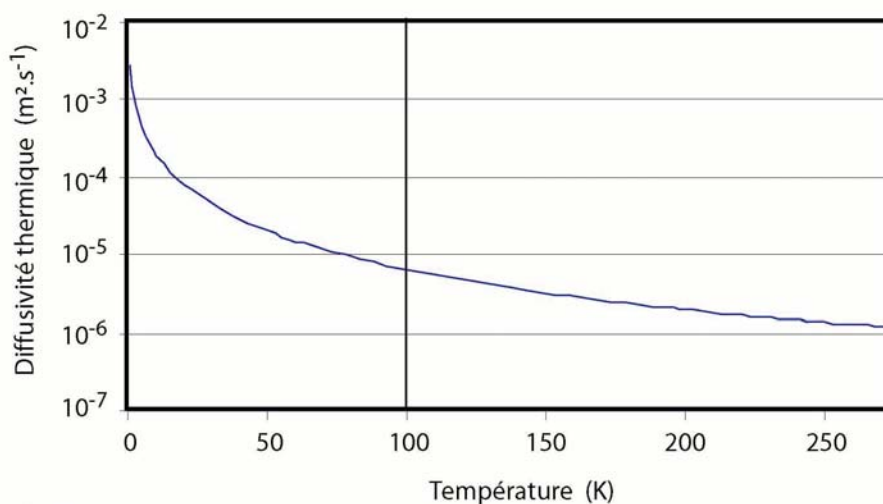
La diffusivité thermique

A partir des équations précédentes, on peut estimer la dépendance en température de la diffusivité thermique de la glace pure $\kappa_{g(T)}$ (figure A27) :

$$\kappa_{g(T)} = \frac{k_{g(T)}}{\rho_{g(T)} \cdot Cp_{g(T)}} \quad \text{éq. (A29)}$$

et l'on peut proposer ici une relation du type :

$$\kappa_{g(T)} = 0,0057T^{-1,4904} \quad \text{éq. (A30)}$$

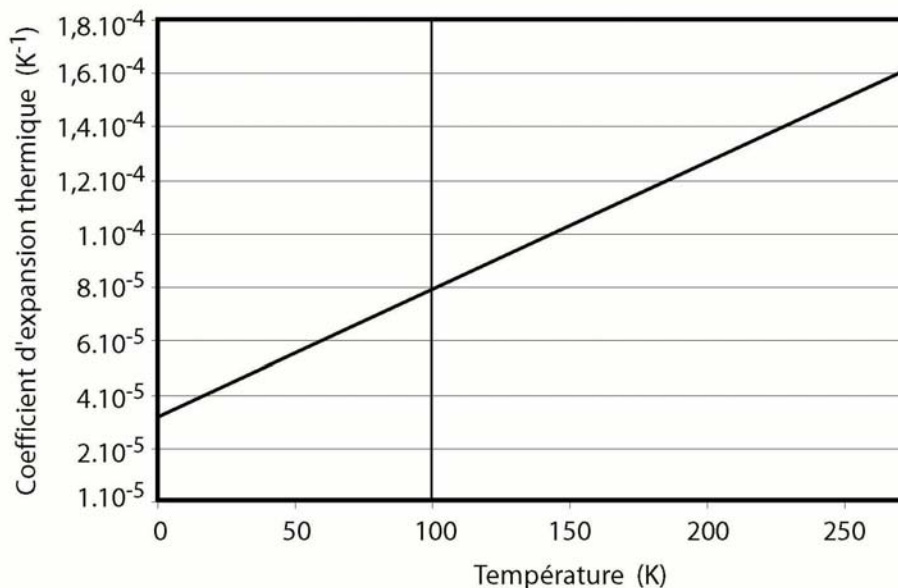
**Figure A27**

Variation de la diffusivité thermique de la glace Ih pure en fonction de la température déduite des équations A29 et A30.

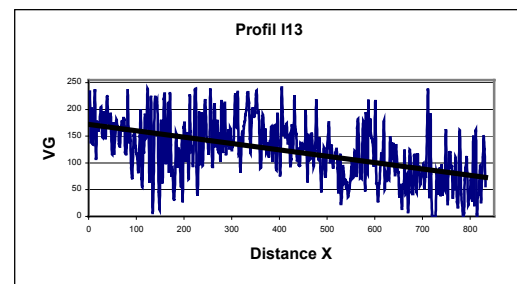
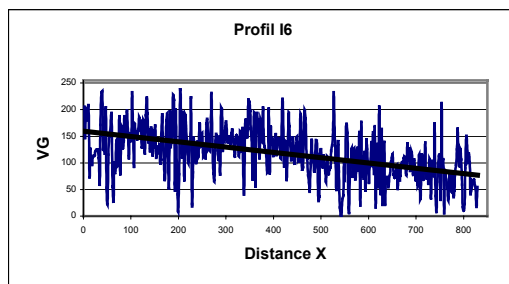
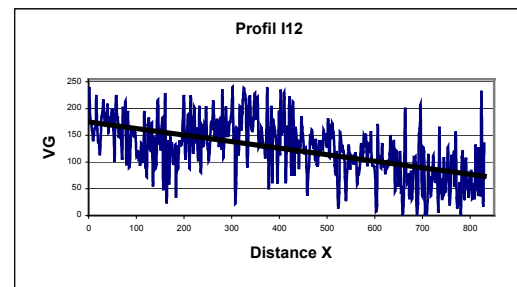
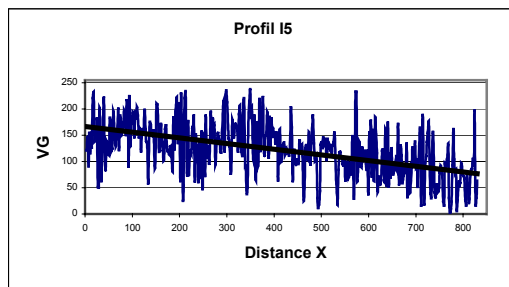
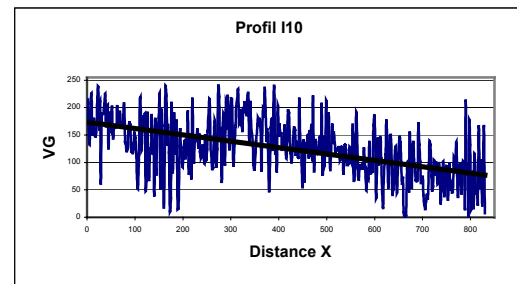
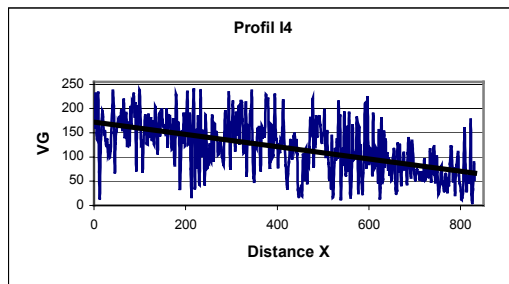
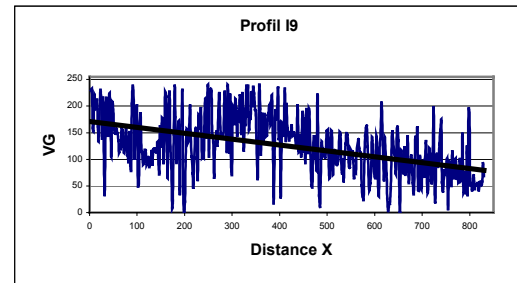
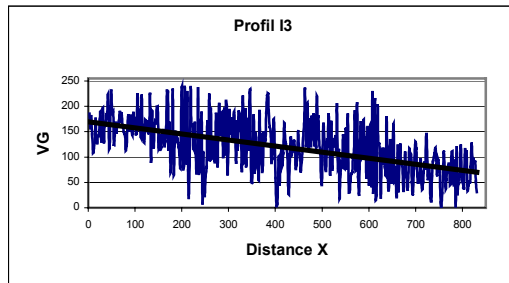
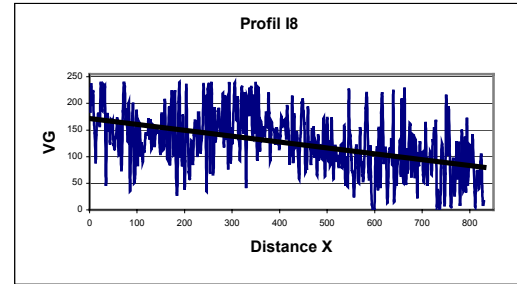
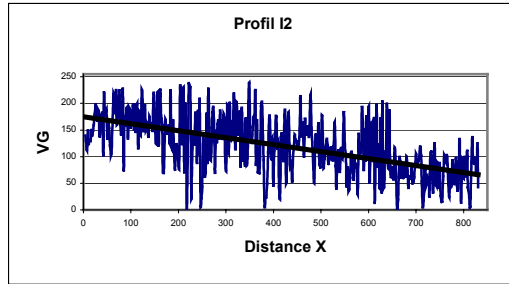
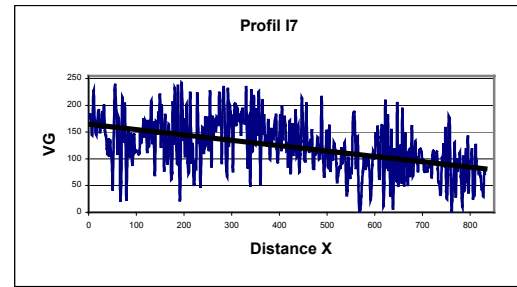
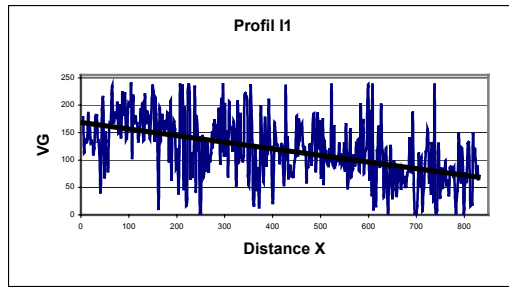
Le coefficient d'expansion thermique

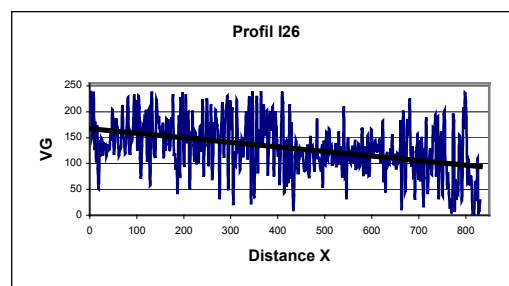
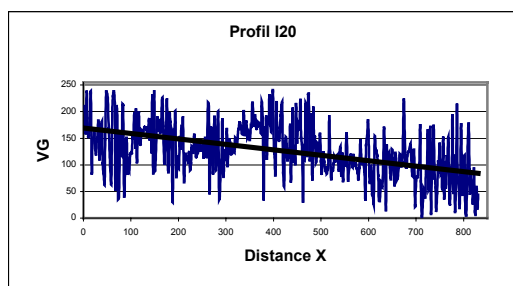
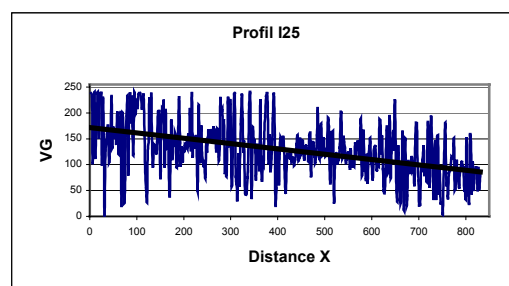
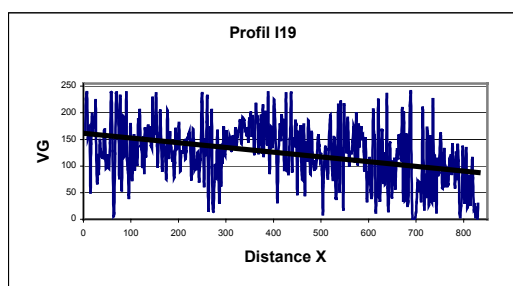
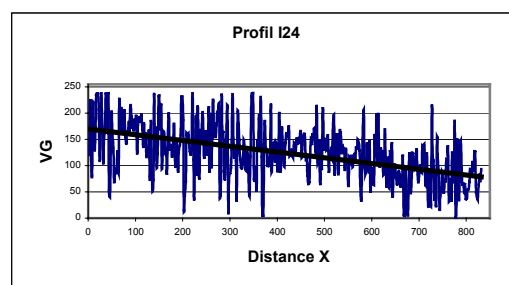
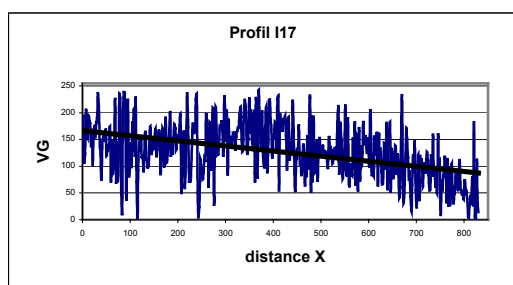
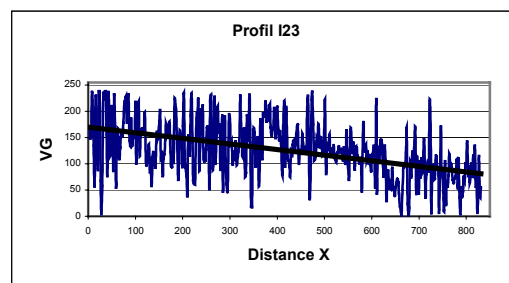
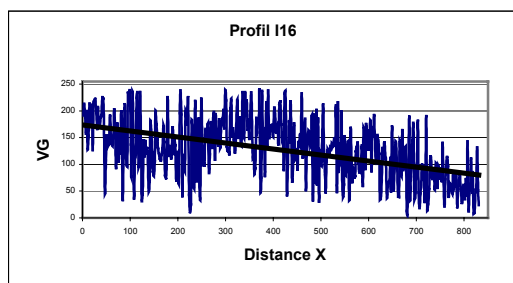
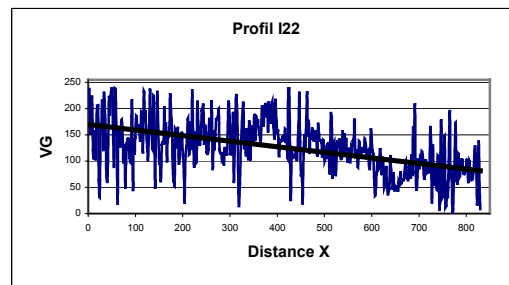
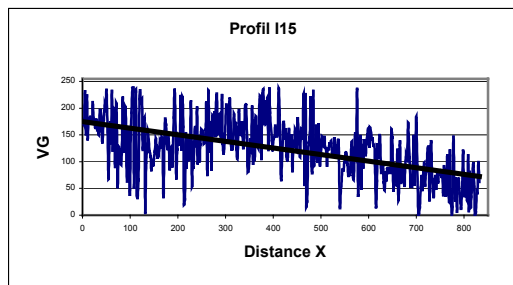
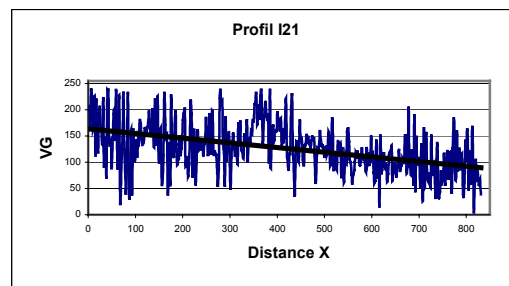
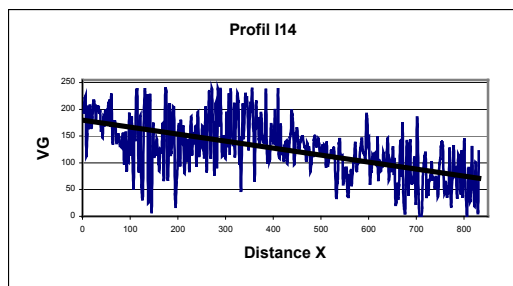
Enfin, le coefficient d'expansion thermique est également dépendant de la température. La relation décrivant cette dépendance pour la glace pure est linéaire (figure A28) :

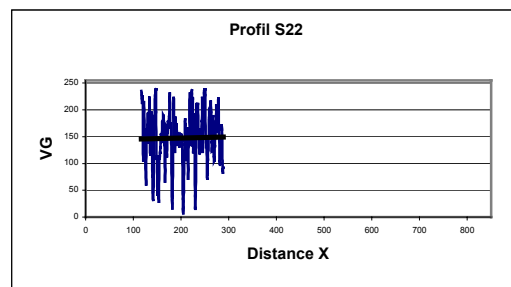
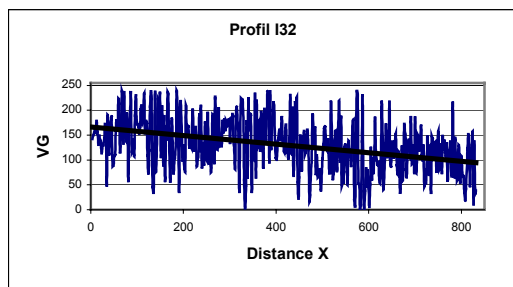
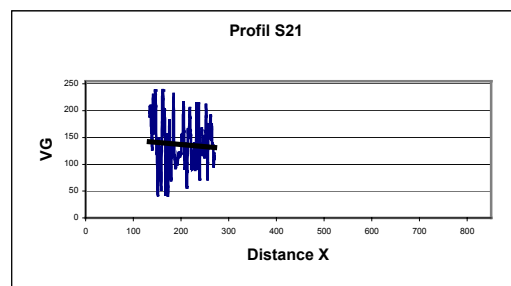
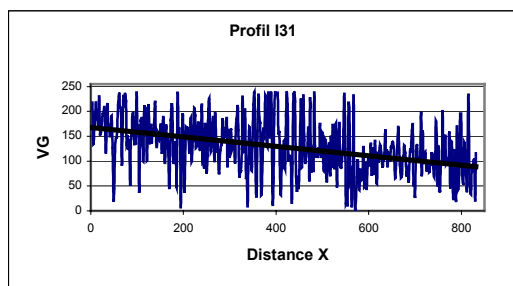
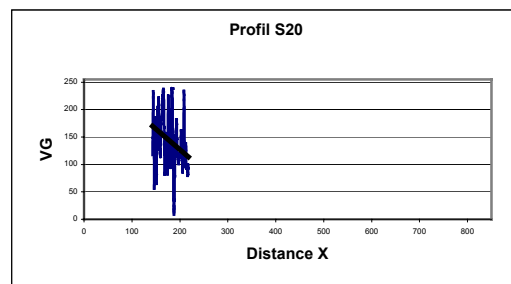
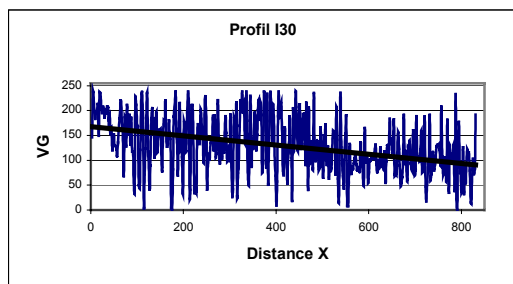
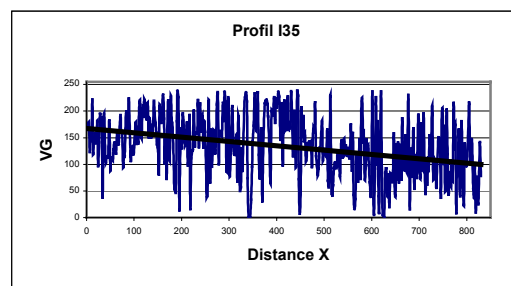
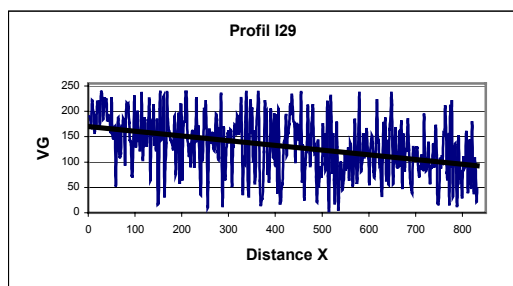
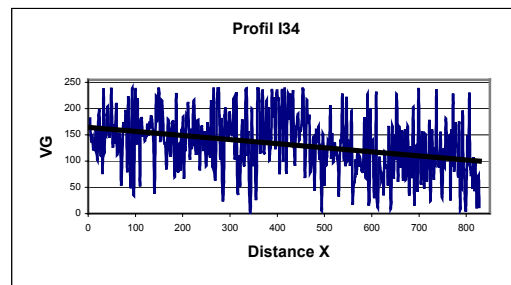
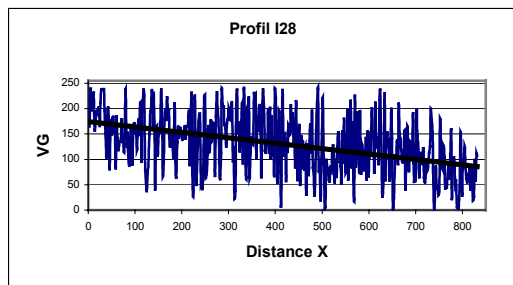
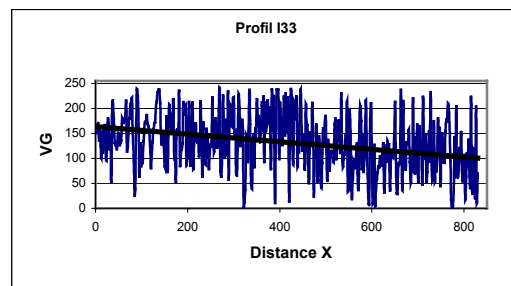
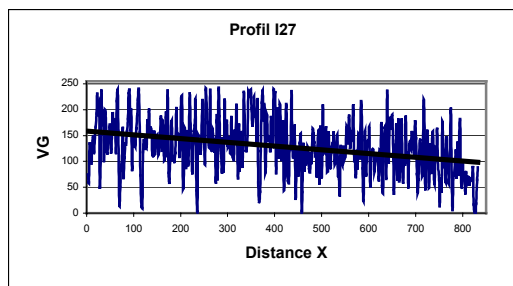
$$\alpha_{g(T)} = 4,78 \cdot 10^{-7} T + 3,14 \cdot 10^{-5} \quad \text{éq. (A31)}$$

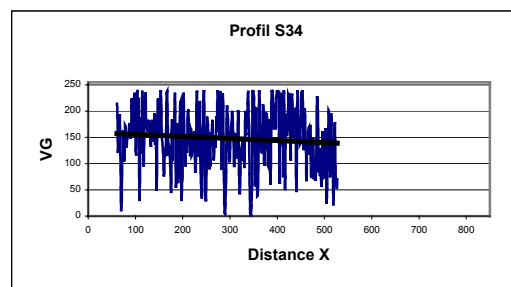
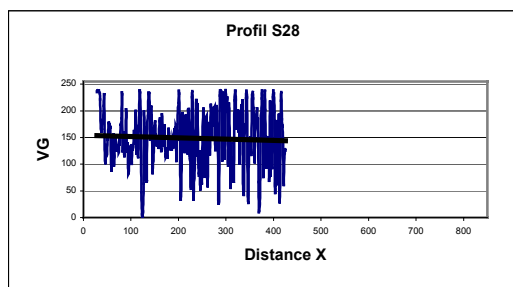
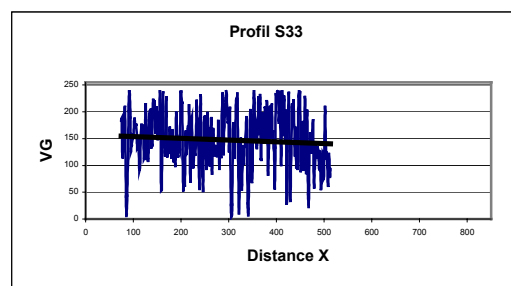
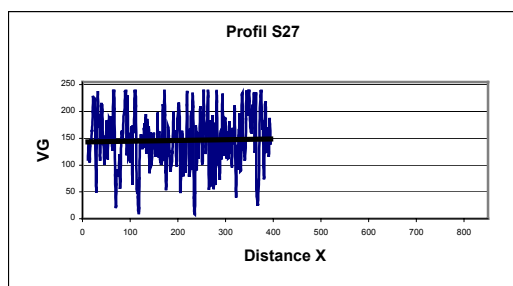
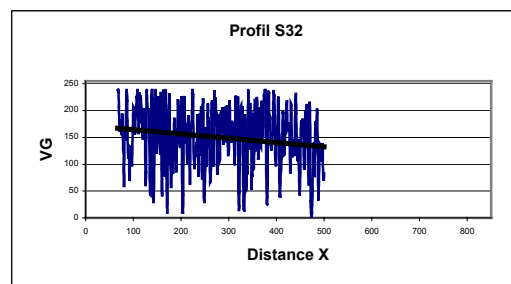
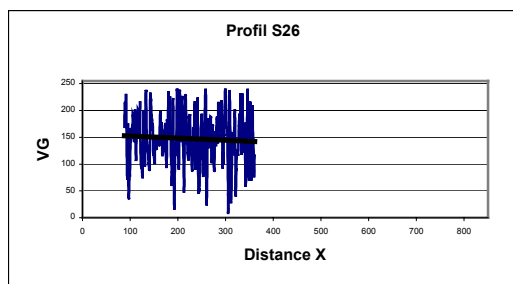
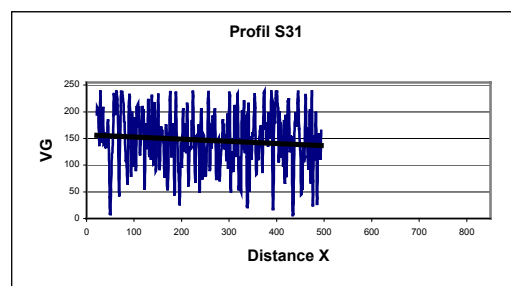
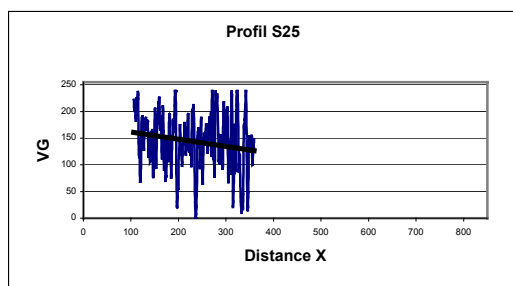
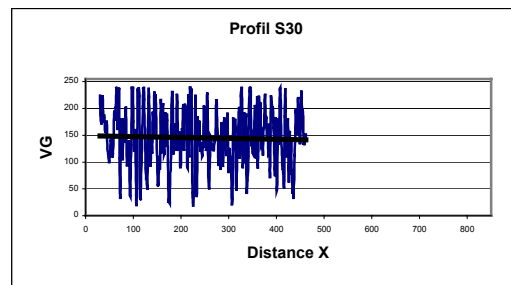
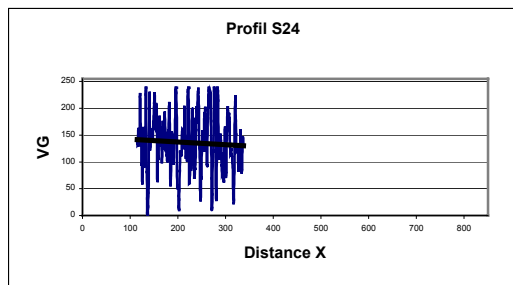
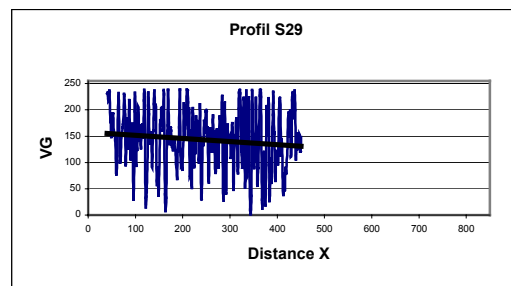
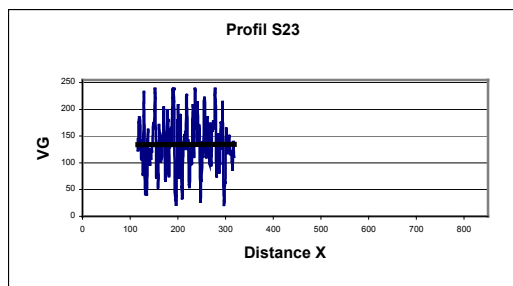
**Figure A28**

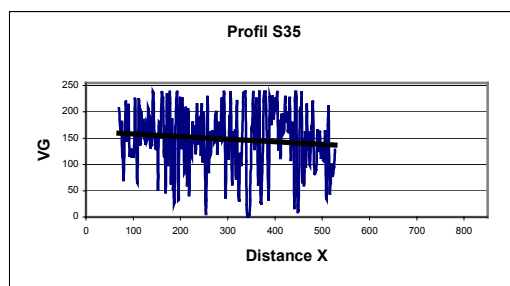
Variation du coefficient d'expansion thermique de la glace Ih pure en fonction de la température. L'équation de la régression linéaire est donnée par l'équation A31.







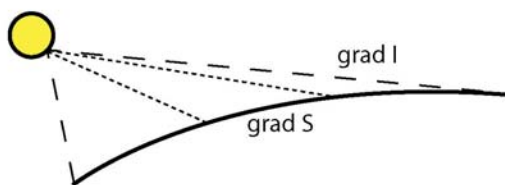




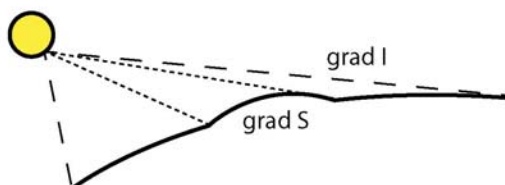
Profils de valeurs de gris réalisés à travers la bordure sud de *Conamara Chaos*. Les 35 profils notés I sont relevés d'un bout à l'autre de l'image. Statistiquement, le gradient de valeurs de gris y représente la variation d'illumination de la surface due à la sphéricité d'Europe. Les 15 profils notés S (de 20 à 35) sont relevés d'une bordure à l'autre de *Conamara Chaos* et sont parallèles aux profils I. La comparaison des gradients mesurés sur les profils I et S permet de savoir, en première approximation, si la surface est localement bombée (voir la section 7 du chapitre 4, figure 4.22).

Méthode de détermination de la présence d'un bombement de la surface

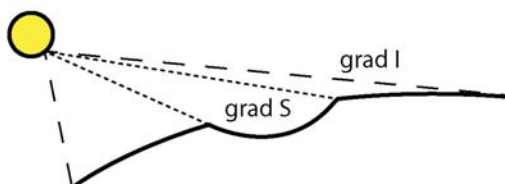
$\text{grad S} = \text{grad I}$



$\text{grad S} > 0$
 $\text{grad S} > \text{grad I}$



$\text{grad S} < 0$
 $|\text{grad S}| > \text{grad I}$



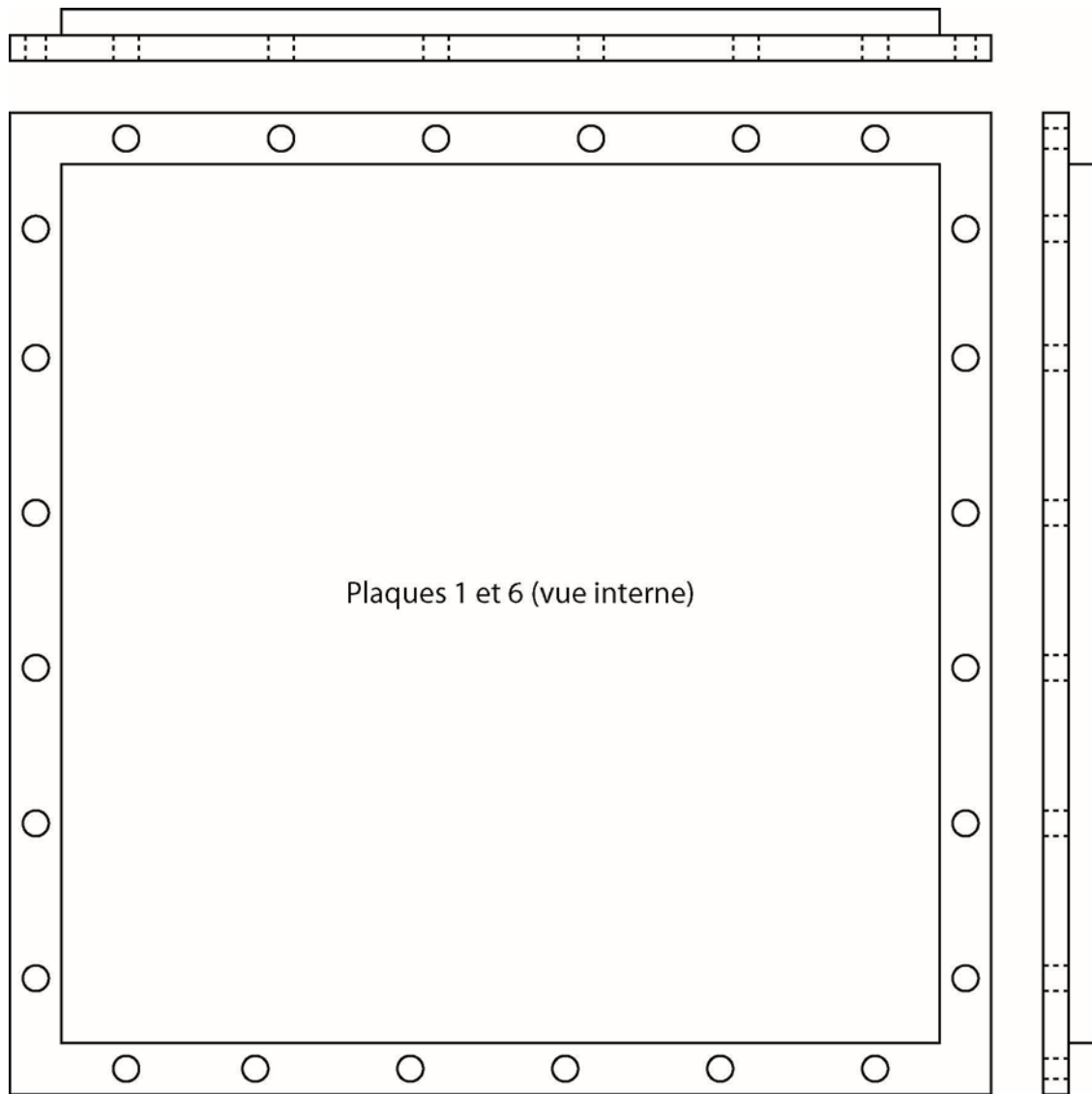
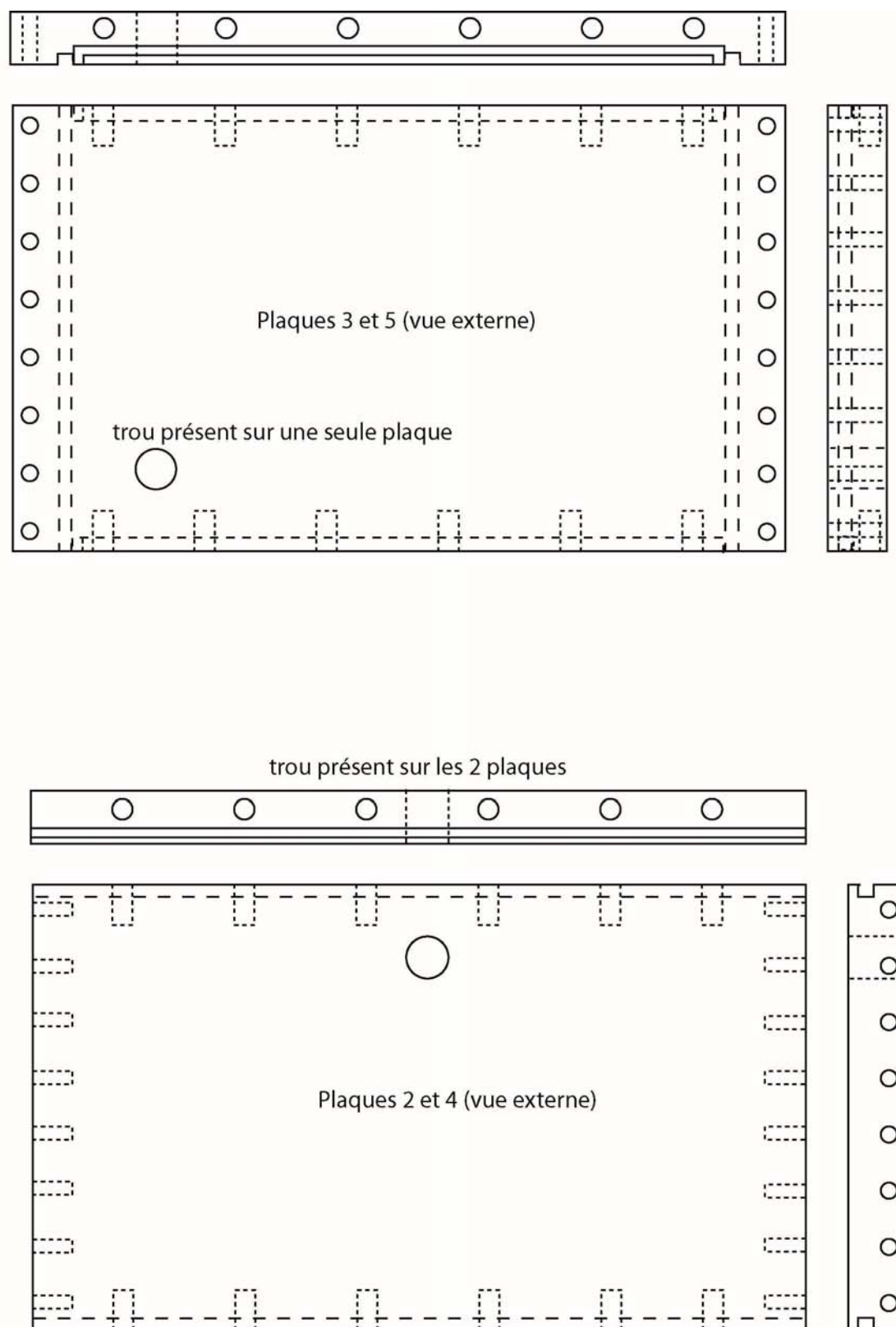
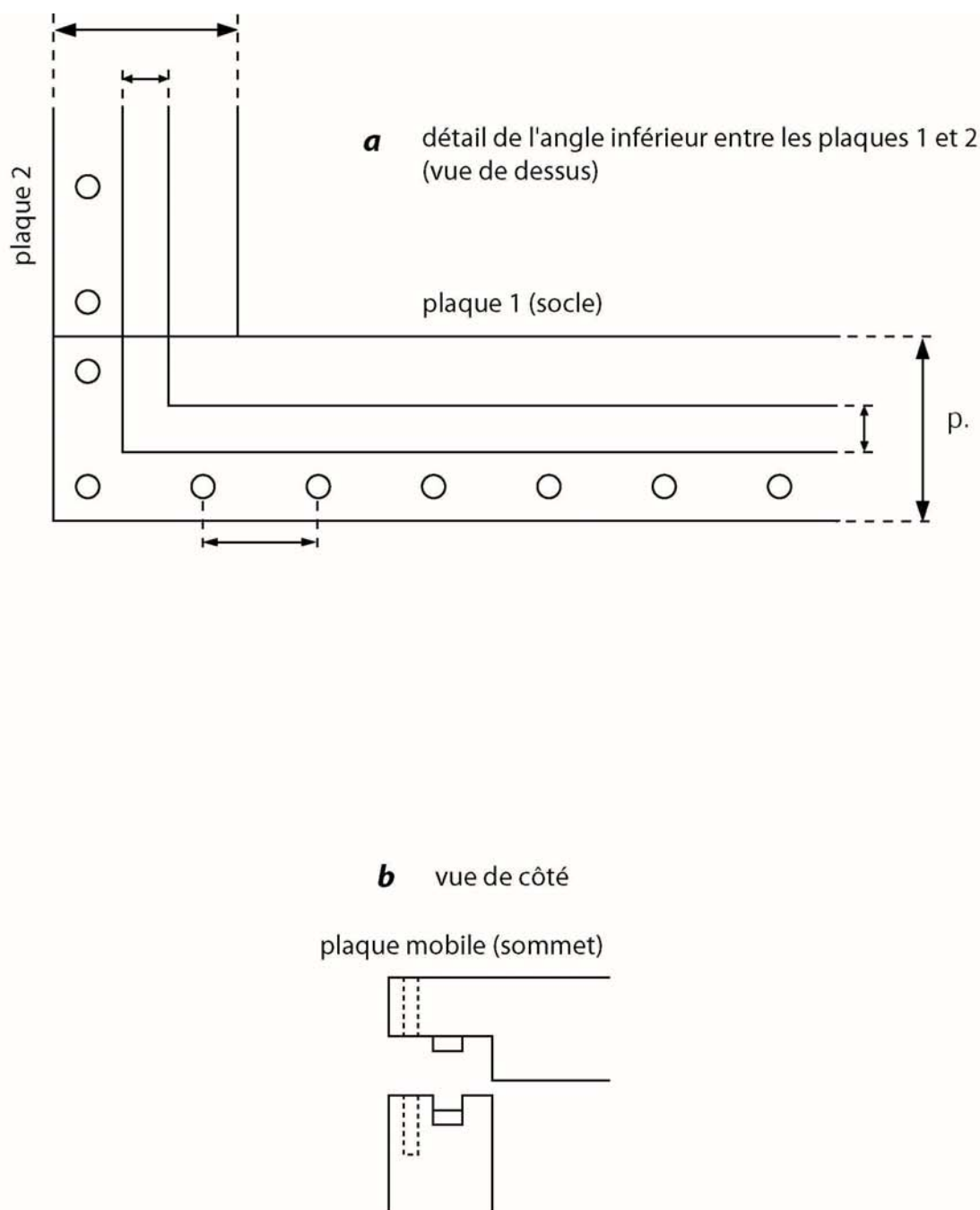


Figure C1

Vue interne des plaques basale et sommitale 1 et 6, avec leurs tranches.

**Figure C2**

Vue du côté externe des plaques 2, 4 et 3, 5 de l'enceinte à vide. Les tranches sont représentées en bordure.

**Figure C3**

(a) Détail d'un angle de l'enceinte à vide (entre les plaques 1 et 2). La continuité du sillon recevant le joint assure l'étanchéité de l'enceinte. (b) Coupe montrant le système de jointure entre la plaque sommitale et les bordures de l'enceinte. Un jeu de vis doit maintenir une pression sur le joint installé dans le sillon.

Pour lire les deux articles relatifs aux études expérimentales HP-BT sur le système $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$, ouvrez les fichiers .pdf annexes : « 1386 et 1524 ».

1. Le contexte

Afin de faciliter la description et l'exploration des corps du système solaire, des noms sont attribués aux régions et aux structures que l'on peut y distinguer. Comme pour la plupart des corps du système solaire, excepté la Terre, une commission de spécialistes rattachée à l'IAU (International Astronomical Union), décida d'allouer une thématique à chaque type de structure sur les satellites galiléens (la table D.1 présente la nomenclature affectée à Europe).

<i>Structures</i>	<i>Nomenclature affectée</i>
<i>Chaos</i>	Lieux associés à la mythologie celte
<i>Cratères</i>	Divinités et héros celtes
<i>Flexus</i>	Lieux associés au mythe d'Europe ou aux alignements de pierres celtes
<i>Bassins multi-anneaux</i>	Cercles de pierres celtes
<i>Lenticulae</i>	Divinités et héros celtes
<i>Lineae</i>	Personnes associées au mythe d'Europe ou alignements de pierres celtes
<i>Maculae</i>	Lieux associés au mythe d'Europe
<i>Régions</i>	Lieux associés à la mythologie celte

Table D.1 Nomenclature officielle utilisée pour classer les structures de la surface d'Europe

2. Le mythe d'Europe

Fille de Téléphassa et d'Agénor, roi de Phénicie et *Linea* majeure de l'hémisphère sud, Europe fut aimée de Zeus qui lui donna trois fils Minos, Rhadamanthe, et Sarpédon. La jeune princesse fit un jour un rêve étonnant où deux continents personnifiés tentaient de la séduire. Le matin venu, pour chasser ce rêve étrange, elle alla avec ses suivantes cueillir des fleurs dans une prairie voisine.



Figure D.1 Enlèvement d'Europe peint par Paolo Véronèse (1580)

C'est là que Zeus aperçut la jeune fille jouant avec ses compagnes et il en tomba immédiatement amoureux. Il jugea plus prudent de se changer en taureau pour échapper à la surveillance de sa femme Héra et pour mieux approcher les jeunes filles sans les effaroucher. Il prit la forme d'un beau taureau blanc au front orné d'un disque d'argent et surmonté de cornes en croissant de lune. Il se mêla paisiblement aux jeux des jeunes filles; il se laissa même caresser par Europe qui tomba sous son charme et s'assit sur son dos (la figure D.1 représente la scène de l'enlèvement d'Europe vue par Paolo Véronèse en 1580). Mais dès qu'elle fut sur son dos, il se précipita vers le rivage proche. Accompagné par toute une cohorte de divinités marines, de Néréides chevauchant des dauphins et de Tritons soufflant dans des conques, il l'amena en Crète. Là sous un platane toujours vert (mais d'autres auteurs penchent pour la grotte du mont Dicté où Zeus fut caché pendant sa prime enfance pour échapper à Cronos) ils s'unirent. Minos, Sarpédon et Rhadamanthe furent les fruits de cette union. Zeus lui fit trois présents : une lance qui ne manquait jamais sa cible; un chien, Laelaps, qui ne laissait jamais échapper sa proie; et un homme de bronze, Talos, dont la seule veine qui irriguait son corps de métal, était obturée par une cheville de métal. Il faisait chaque jour le tour de la crête et tuait tous les étrangers qui tentaient de débarquer.

Pendant ce temps, Agénor cherchait partout sa fille. Il décida d'envoyer ses trois enfants Cadmos, Phénix et Cilix, ainsi que sa femme à sa recherche. Il leur donna l'ordre de ne pas revenir sans Europe et il ne les revit jamais.

Quand Zeus l'abandonna, Europe fut épousée par le roi de Crète, Astérios, qui reconnut ses enfants et fit de Minos son successeur. Europe donna à son mari une fille, Crété.

Le mythe d'Europe a laissé des traces dans l'esprit des hommes. La configuration de la constellation du taureau rappelle notamment cette transformation divine. En outre, Europe a donné son nom au continent européen. La Grèce n'a pas manqué de rendre hommage au mythe dans le cadre de la construction européenne en frappant des pièces de 2 euros à l'effigie d'Europe (voir la figure D.2).

<i>Mère</i>	<i>Père</i>
Téléphassa	Agénor
EUROPE	
<i>Epoux / Amant</i>	<i>Enfants</i>
Zeus	Minos Sarpédon Rhadamanthe
Astérios*	Crété

Table D.2 Filiation relative au mythe d'Europe



Figure D.2 Représentation allégorique d'Europe chevauchant Zeus sur les pièces grecques de 2 euros.

3. Description de la nomenclature

La liste -non exhaustive- de structures qui suit rappelle l'origine de la nomenclature utilisée sur Europe (voir la table D.1). Certains noms rattachés à une catégorie de structure font référence à la mythologie celte, tandis que d'autres sont associés au mythe d'Europe.

Conamara Chaos

Région de l'Irlande de l'ouest nommée ainsi en l'honneur de Conmac, fils de la reine Connacht.

Murias Chaos

L'une des quatre grandes cites des Tautha de Danann (peuple de la déesse Danu, la magicienne) dans la mythologie celte irlandaise.

Cratère Manann'an

Mer irlandaise et dieu celte de la fertilité.

Cratère Pwyll

Dieu celte du monde souterrain.

Cratère Taliesin

Fils de Bran, magicien celte.

Cratère Tegid

Héros celte qui vivait au lac Bula.

Cyclades Macula

Iles appartenant au royaume de Rhadamanthe.

Thera Macula

Lieu où Cadmus a entrepris la quête d'Europe. Thera correspond à l'actuelle île de Santorin dans les Cyclades du sud.

Thrace Macula

Région du nord de la Grèce où Cadmus a entrepris la quête d'Europe.

Bassin d'impact multi-anneaux Callanish

Site mégalithique des Hébrides externes en Ecosse.

Bassin d'impact multi-anneaux Tyre

Mer traversée par Zeus lors de l'enlèvement d'Europe (ne correspond pas à la nomenclature classique car Tyre était encore récemment considéré comme une structure de type Macula).

Agave Linea

Fille d'Harmonia et de Cadmus.

Agenor Linea

Père d'Europe.

Asterius Linea

Roi de Crète et époux d'Europe après Zeus.

Astypalaea Linea

Sœur d'Europe.

Cadmus Linea

Frère d'Europe.

Libya Linea

Mère d'Europe.

Minos Linea

Fils d'Europe et de Zeus.

Rhadamanthys Linea

Fils d'Europe et de Zeus.

Thasus Linea

Frère d'Europe.

Thynia Linea

Péninsule située entre la mer noire et la mer de Marmara, où Phineus a recherché Europe.

- Allemand, P., et P. Thomas, Thermal gradient of Callisto constrained by Asgard Basin : rheological and chemical implications, *J. Geophys. Res.*, 96, 20981-20988, 1991.
- Allemand P., P. Thomas, Modèle fragile des rides martiennes contraint par la géométrie de surface, *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 315, série IIa, 1397-1402, 1992.
- Allison, M.L., et S.M. Clifford, lee-covered water volcanism on Ganymede, *J. Geophys. Res.*, 92, 7865-7876, 1987.
- Anderson, E.M., The dynamics of faulting, Ed. Oliver & Boyd (1ère édition), Edinburgh, 1942.
- Anderson, J.D., G. Schubert, R.A. Jacobsen, E.L. Lau, W.B. Moore, et W.L. Sjogren, Europa's differentiated internal structure: Inferences from four Galileo encounters, *Science*, 281, 2019-2022, 1998.
- Ashby M.F. et P. Duval, The creep of polycrystalline ice, *Cold Regions Science and Technology*, 11, 285-300, 1985.
- Aydin, A., et A. Nur, Evolution of pull-apart basins and their scale independence, *Tectonics*, 1 (1), 91-105, 1982.
- Baker, E.T., J.W. Lavelle, R.A. Feely, G.J. Massoth, S.L. Walker, et J.E. Lupton, Episodic venting of hydrothermal fluids from the Juan de Fuca ridge, *J. Geophys. Res.*, 94, 9237-9250, 1989.
- Barnes, W.H., et J.C.F. Walker, The friction and creep of polycrystalline ice, *Proc. R. Soc.*, A324, 127-155, 1971.
- Bar-nun, A., G. Herman, M.L. Rappaport, et Y. Mekler, Ejection of H₂O, O₂, H₂ and H from water ice by 0.5-6 keV H⁺ and Ne⁺ ion bombardment, *Surf. Sci.*, 150, 143-156, 1985.
- Basile, C., et J.P. Brun, Transtensional faulting patterns ranging from pull-apart basins to transform continental margins: an experimental investigation, *J. Struct. Geol.*, 21, 23-37, 1999.
- Beatty, J.K., et A. Chaikin, *The new solar system*, Sky Publishing Corp. & Cambridge University Press (3ème édition), pp. 326, 1990.
- Beeman, M., W.B. Durham, et S.H. Kirby, Friction of ice, *J. Geophys. Res.*, 93, 7625-7633, 1988.
- Belton, M.J.S., et al., Galileo's first images of Jupiter and the Galilean satellites, *Science*, 274, 377-385, 1996.
- Bernal, J.D., et R.H. Fowler, A theory of water and ionic solution, with particular reference to hydrogen and hydroxyl ions, *J. Chem. Phys.*, 1, 515-548, 1933.

- Bierhaus, B., et al., Secondary cratering on Europa: A chronology of the Pwyll impact event and the Conamara region, *Eos Trans. AGU*, 79, Spring Meet. Suppl., abstract S198, 1998.
- Bjerrum, N., Structure and properties of ice I, the position of hydrogen atoms and the zero-point entropy of ice, *K. danske Vidensk. Selsk. Skr.*, 27, 56, 1951.
- Bragg, W.H., The crystal structure of ice, *Proc. phys. Soc.*, 34, 98-103, 1922.
- Brill, R., et A. Tippe, Gitterparameter von Eis I bei tiefen Temperaturen, *Acta crystallogr.*, 23, 343-345, 1967.
- Brown, M.E., Potassium in Europa's atmosphere, *Icarus*, 151, 190-195, 2001.
- Brown, W.L., W.M. Augustyniak, K.J. Marcantonio, E.H. Simmons, J.W. Boring, R.E. Johnson, et C.T. Reimann, Electronic sputtering of low temperature molecular solids, *Nucl. Instrum. Meth.*, B1, 307-314, 1984.
- Brown, M.E., et R.E. Hill, Discovery of an extended sodium atmosphere around Europa, *Nature*, 380, 229, 1996.
- Budd, W.F., et T.H. Jacka, A review of ice rheology for ice sheet modelling, *Cold Regions Science and Technology*, 16, 107-144, 1989.
- Butkovich, T.R., The ultimate strength of ice, *SIPRE Res. Rep.*, 11, 12, 1954.
- Carlson, R.W., R.E. Johnson, et M.S. Anderson, Sulfuric acid on Europa and the radiolytic sulfur cycle, *Science*, 286, 97-99, 1999.
- Carr, M.H., M. Belton, C. Chapman, M. Davies, P. Geissler, R. Greenberg, A. McEwen, R. Tufts, R. Greeley, R. Sullivan, J.W. Head, R.T. Pappalardo, K. Klaasen, T.V. Johnson, J. Kaufman, D. Senske, J. Moore, G. Neukum, G. Schubert, J. Burns, P. Thomas, J. Veverka, Evidence for a subsurface ocean on Europa, *Nature*, 391, 363-365, 1998.
- Cassen, P., R.T. Reynolds, et S.J. Peale, Is there liquid water on Europa?, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 731-734, 1979.
- Cassen, P., S.J. Peale, et R.T. Reynolds, Tidal dissipation in Europa: A correction, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 987-988, 1980.
- Cassen, P.M., S.J. Peale, et R.T. Reynolds, Structure and thermal evolution of the Galilean satellites, in *Satellites of Jupiter* édité par D. Morrison, pp. 93-128, University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- Castelnau, O., T. Thorsteinsson, J. Kipfstuhl, P. Duval et G.R. Canova, Modeling fabric development along the GRIP ice core, central Greenland, *Annals of Glaciology*, 23, 194-201, 1996.
- Chapman, C.R., E.V. Ryan, W.J. Merline, G. Neukum, R. Wagner, P.C. Thomas, J. Veverka, et R.J. Sullivan, Cratering on Ida, *Icarus*, 120, 77-86, 1996.

- Chapman, C.R., W.J. Merline, B. Bierhaus, S. Brooks, et the Galileo Imaging Team, Cratering in the Jovian system: Intersatellite comparisons, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXIX*, abstract 1927, 1998.
- Chizhov, V.E., Thermodynamic properties and thermal equations of the state of high pressure ice phases, *Prikladnaya Mekhanika i Tekhnicheskaya Fizika*, 2, 113-123, 1993.
- Chuang, F.C., S.D. Kadel, J.E. Klemaszewski, R. Greeley, et the Galileo SSI Team, Europa: Geomorphologic mapping and stereo analysis of chaos regions southeast of the Tyre multi-ringed impact structure, *Eos Trans. AGU*, 79, Fall Meet. *Suppl.*, abstract F540-F541, 1999.
- Clark, R.N., The spectral reflectance of water-mineral mixtures at low temperatures. *J. Geophys. Res.*, 86, 3074-3086, 1981.
- Coble, R.L., A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials, *J. Appl. Phys.*, 34, 1979-1982, 1963.
- Collins, G.C., J.W. Head, R.T. Pappalardo, N.A. Spaun, Evaluation of models for the formation of chaotic terrain on Europa, *J. Geophys. Res.*, 105 (E1), 1709-1716, 2000.
- Consolmagno, G.J., et J.S. Lewis, Structural and thermal models of icy Galilean satellites, In *Jupiter*, édité par T. Gehrels, pp. 1035-1051, University of Arizona Press, Tucson, 1976.
- Cooper, J.F., R.E. Johnson, B.H. Mauk, H.B. Garrett, et N. Gehrels, Energetic Ion and electron irradiation of the icy galilean satellites, *Icarus*, 149, 133-159, 2001.
- Cowie, P.A., C.H. Scholz, Physical explanation for the displacement-length relationship of faults using a post-yield fracture mechanics model, *J. Struct. Geol.*, 14 (10), 1133-1148, 1992a.
- Cowie, P.A., C.H. Scholz, Displacement-length scaling relationship for faults: data synthesis and discussion, *J. Struct. Geol.*, 14 (10), 1149-1156, 1992b.
- Crawford, G.D., et D.J. Stevenson, Gas-driven water volcanism and the resurfacing of Europa, *Icarus*, 73, 66-79, 1988.
- Dalton, J.B., et R.N. Clark, Observational constraints on Europa's surface composition from Galileo NIMS data, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXX*, abstract 2064, 1999.
- De La Chapelle, S., H. Milsch, O. Castelnau, P. Duval, Compressive creep of ice containing a liquid intergranular phase: rate-controlling processes in the dislocation creep regime, *Geophys. Res. Lett.*, 26 (2), 251-254, 1999.
- Dean, J.W., et K.D. Timmerhaus, Thermal conductivity of solid H₂O and D₂O at low temperatures, *Adv. Cryogen. Engin.*, 8, 263-267, 1963.
- Dennison, D.M., The crystal structure of ice, *Phys. Rev.*, 17, 20-22, 1921.

- Deschamps, F., *Convection de Rayleigh-Bénard à viscosité variable: Applications géophysiques et planétologiques*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 250 pages, 1997.
- Deschamps, F., et C. Sotin, Thermal convection in the outer shell of large icy satellites, *J. Geophys. Res.*, 106, 5107-5121, 2001.
- Dillard, D.S., et K.D. Timmerhaus, Low temperature thermal conductivity of solidified H₂O and D₂O, *Pure appl. Cryogen.*, 4, 35-44, 1966.
- Divine, N., et H.B. Garrett, Charged particle distributions in Jupiter's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 6889-6903, 1983.
- Domingue, D.L., B.W. Hapke, G.W. Lockwood, et D.T. Thompson, Europa's phase curve: Implications for surface structure, *Icarus*, 90, 30-42, 1991.
- Duncan, M., T. Quinn, et S. Tremaine, The origin of short-period comets, *Astrophys. J.*, 328, L69-L73, 1988.
- Durham, W.B., S.H. Kirby, et L.A. Stern, Effects of dispersed particulates on the rheology of water ice at planetary conditions, *J. Geophys. Res.*, 97 (E12), 20883-20897, 1992.
- Durham, W.B., S.H. Kirby, et L.A. Stern, Creep of water ices at planetary conditions: a compilation, *J. Geophys. Res.*, 102 (E7), 16293-16302, 1997.
- Durham, W.B., et L.A. Stern, Rheological properties of water ice: applications to satellites of the outer planets, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 29, 295-330, 2001a.
- Durham, W.B., L.A. Stern, et S.H. Kirby, Rheology of ice I at low stress and elevated confining pressure, *J. Geophys. Res.*, 106 (6), 11031-11042, 2001b.
- Duval, P., M.F. Ashby, et I. Anderman, Rate controlling processes in the creep of polycrystalline ice, *J. Phys. Chem.*, 87, 4066-4074, 1983.
- Eicken, H., Salinity Profiles of Antarctic Sea Ice: Field Data and Model Results, *J. Geophys. Res.*, 97 (C10), 15545-15558, 1992.
- Eisenberg, D., et W. Kauzmann, *The structure and properties of water*, Oxford University Press, London, 296 pages, 1969.
- Elliott, D., The energy balance and deformation mechanisms of thrust sheets, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A283, 289-312, 1976.
- Eviatar, A., A. Bar-Nun, et M. Podolak, European surface phenomena, *Icarus*, 61, 185-191, 1985.
- Fagents, S.A., R. Greeley, et the Galileo SSI Team, Explosive venting on Europa? A preliminary assessment, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, XXVIII, 345-346, 1997.

- Fagents, S.A., S.D. Kadel, R. Greeley, R.L. Kirk, and the Galileo SSI team, Styles of cryovolcanism on Europa: Summary of evidence from the Galileo nominal mission, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD ROM], XXIX*, abstract 1721, 1998.
- Fagents, S.A., R. Greeley, R.J. Sullivan, R.T. Pappalardo, et L.M. Prockter, Cryomagmatic mechanisms for the formation of Rhadamanthys Linea, triple band margins, and other low albedo features on Europa, *Icarus*, 144, 54-88, 2000.
- Fanale, F.P., T.V. Johnson, et D.L. Matson, Io's surface and the histories of the Galilean satellites, In *Planetary Satellites*, édité par J. Burns, pp. 379-405, University of Arizona Press, Tucson, 1977.
- Fanale, F.P., J.R. Salvail, D.L. Matson, et R.H. Brown, The effect of volume phase changes, mass transport, sunlight penetration, and densification on the thermal regime of icy regoliths, *Icarus*, 88, 193-204, 1990.
- Figueredo, P.H., F.C. Chuang, J. Rathbun, R.L. Kirk, et R. Greeley, Geology and origin of Europa's "Mitten" feature (Murias Chaos), *J. Geophys. Res.*, 107 (E5), 2002.
- Finnerty, A.A., G.A. Ransford, D.C. Pieri, et K.D. Collerson, Is Europa surface cracking due to thermal evolution ?, *Nature*, 289, 21-24, 1981.
- Flubacher, P., A.J. Leadbetter et J.A. Morrison, Heat capacity of ice at low temperatures, *J. Chem. Phys.*, 33, 1751-1755, 1960.
- Friedson, A.J., et D.J. Stevenson, Viscosity of rock-ice mixtures and applications to the evolution of icy satellites, *Icarus*, 56, 1-14, 1983.
- Frost, H.J., et M.F. Ashby, Deformation-mechanism maps, In *The plasticity and creep of metals and ceramics*, Pergamon Press, New-York, 1982.
- Geissler, P.E., et al., Evidence for non-synchronous rotation of Europa, *Nature*, 391, 368-370, 1998a.
- Geissler, P.E., et al., Evolution of lineaments on Europa: Clues from Galileo multispectral imaging observations, *Icarus*, 135, 107-126, 1998b.
- Gerrard, J.A.F., M.F. Perutz et A. Roch, Measurement of the velocity distribution along a vertical line through a glacier, *Proc. R. Soc.*, A207, 554-572, 1952.
- Giauque, W.F., et J.W. Stout, The entropy of water and the third law of thermodynamics. The heat capacity of ice from 15 to 273 K, *J. Am. chem. Soc.*, 58, 1144-1150, 1936.
- Glen, J.W., The creep of polycrystalline ice, *Proc. R. Soc.*, A228, 519-538, 1955.
- Glen, J.W., The effect of Hydrogen disorder on dislocation movement and plastic deformation of ice, *Phys. Condens. Mater.*, 7, 43-51, 1968.
- Gold, L.W., Dependence of crack formation on crystallographic orientation for ice, *Can. J. Phys.*, 44, 3757-3764, 1966.

- Gold, L.W., Crack formation in ice during creep, *Scr. met.*, 3, 367-370, 1969.
- Goldreich, P., Final spin states of planets and satellites, *Astrophys. J.*, 71, 1-7, 1966.
- Goldsby, D.L., et D.L. Kohlstedt, Grain boundary sliding in fine-grained ice I, *Scripta Materialia*, 37 (9), 1399-1406, 1997.
- Goldsby, D.L., et D.L. Kohlstedt, Superplastic deformation of ice: experimental observations, *J. Geophys. Res.*, 106 (B6), 11017-11030, 2001.
- Golombek, M.P., et W.B. Banerdt, Constraints on the subsurface structure of Europa, *Icarus*, 83, 441-452, 1990.
- Goodman, D.J., H.J. Frost, et M.F. Ashby, The plasticity of polycrystalline ice, *Philosophical Magazine*, A43, 665-695, 1981.
- Grasset, O., C. Sotin, et S. Beauchesne, Etude par spectroscopie Raman in situ du diagramme de phase de NH₃-H₂O dans le domaine 100 MPa-1,5 GPa: application à la dynamique de Titan, *C. R. Acad. Sci.*, 320, série IIa, 249, 1995.
- Grasset O., L. Mével, O. Mousis, et C. Sotin, The pressure dependence of the eutectic composition in the system MgSO₄-H₂O: implications for the deep liquid layer of icy satellites, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXXII, abstract 1524, 2001.
- Grasset, O., Calibration of the R ruby fluorescence lines in the pressure range [0 – 1 GPa] and the temperature range [250 - 300 K], *High Pressure Res.*, sous presse.
- Greeley, R., et al., Europa: Initial Galileo geological observations, *Icarus*, 135, 4-24, 1998a.
- Greeley, R., M. Coon, R. Sullivan, P.E. Geissler, J.W. Head, R.T. Pappalardo, et J.M. Moore, Terrestrial sea ice processes: Considerations for Europa, *Icarus*, 135, 25-40, 1998b.
- Greenberg, R., Orbital evolution of the Galilean satellites, In *Satellites of Jupiter*, édité par D. Morrison, pp. 65-92, University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- Greenberg, R., et S.T. Weidenschilling, How fast do the Galilean satellites spin?, *Icarus*, 58, 186-196, 1984.
- Greenberg, R., P.E. Geissler, G. Hoppa, B.R. Tufts, D.D. Durda, R.T. Pappalardo, J.W. Head, R. Greeley, R. Sullivan, et M.H. Carr, Tectonic processes on Europa: Tidal stresses, mechanical response, and visible features, *Icarus*, 135, 64-78, 1998.
- Grieve, R.A.F., et E.M. Shoemaker, The record of past impacts on Earth, In *Hazards Due to Comets and Asteroids*, édité par T. Gehrels, pp. 417-462, University of Arizona Press, Tucson, 1994.
- Guiraud, R., et W. Bosworth, Senonian basin inversion and rejuvenation of rifting in Africa and Arabia: synthesis and implications to plate-scale tectonics, *Tectonophysics*, 282, 39-82, 1997.

- Gurnett, D.A., W.S. Kurth, A. Roux, S.J. Bolton, E.A. Thomsen, et J.B. Groene, Galileo plasma wave observations near Europa, *Geophys. Res. Lett.*, 25 (3), 237, 1998.
- Hapke, B., Bidirectional reflectance spectroscopy. 4. The extinction coefficient and the opposition effect, *Icarus*, 67, 264-280, 1986.
- Hawkes, I., et M. Mellor, Deformation and fracture of ice under uniaxial stress, *J. Glaciol.*, 11, 103-131, 1972.
- Head J.W., R.T. Pappalardo, R Greeley, R Sullivan, et the Galileo Imaging Team, Origin of ridges and bands on Europa: Morphologic characteristics and evidence for linear diapirism from Galileo data, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXIX, abstract 1414, 1998a.
- Head, J.W., N.D. Sherman, R.T. Pappalardo, R Greeley, R. Sullivan, D.A. Senske, A. McEwen, et the Galileo Imaging Team, Geologic history of the E4 region of Europa: Implications for ridge formation, cryovolcanism, and chaos formation, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CDROM], XXIX, abstract 1412, 1998b.
- Head, J.W., R.T. Pappalardo. R. Sullivan. et the Galileo SSI Team, Europa: Morphological characteristics of ridges and triple bands from Galileo data (E4 and E6) and assessment of linear diapirism model, *J. Geophys. Res.*, 104 (E10), 24223-24236, 1999.
- Head, J.W., et R.T. Pappalardo, Brine mobilization during lithospheric heating on Europa: implications for formation of chaos terrain, lenticula texture, and color variations, *J. Geophys. Res.*, 104 (E11), 27143-27155, 1999.
- Heard H., Effect of large changes in strain rate in the experimental deformation of Yule marble, *J. Geol.*, 71, 162-195, 1963.
- Helfenstein, P., et E.M. Parmentier, Patterns of fracture and tidal stresses due to nonsynchronous rotation: Implications for fracturing on Europa, *Icarus*, 61, 175-184, 1985.
- Hendrix, A.R., C.A. Barth, C.W. Hord, et A.L. Lane, Europa: disk-resolved Ultraviolet measurements using the Galileo UltraViolet Spectrometer, *Icarus*, 135, 79-94, 1998.
- Herring, C., Diffusional viscosity of a polycrystalline solid, *J. Appl. Phys.*, 21, 437, 1950.
- Higashi, A., Mechanisms of plastic deformation in ice single crystals, *Physics of ice and snow Conference Proceeds*, 1, 227-289, 1967.
- Hillier, J., et S.W. Squyres, Thermal stress tectonics on the satellites of Saturn and Uranus, *J. Geophys. Res.*, 96, 15665-15674, 1991.
- Hobbs, P.V., *Ice Physics*, 837 pp., Clarendon Press, Oxford, 1974.

- Hogenboom, D.L., J.S. Kargel, G.J. Consolmagno, T.C. Holden, et M. Buyyounouski, The phase diagram of ammonia monohydrate: a new high pressure polymorph, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf., XXVI*, 613-614, 1995.
- Hogenboom, D.L., J.S. Kargel, G.J. Consolmagno, T.C. Holden, et M. Buyyounouski, The ammonia-water system and the chemical differentiation of icy satellites, *Icarus*, *128*, 171-180, 1997.
- Hogenboom, D.L., J.S. Kargel, et M.E. Daly, Stable and Metastable High Pressure Phases of the Sulfuric Acid - Magnesium Sulfate - Water System: Applications to Europa, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXXII*, abstract 1739, 2001.
- Hooke, R.L., Flow law for polycrystalline ice in glaciers: comparison of theoretical predictions, laboratory data, and field measurements, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *19* (4), 664-672, 1981.
- Hoppa, G., R. Greenberg, P.E. Geissler, B.R. Tufts, J. Plassmann, et D.D. Durda, Rotation of Europa: constraints from terminator and limb positions, *Icarus*, *137*, 341-347, 1999a.
- Hoppa, G., B.R. Tufts, R. Greenberg, et P.E. Geissler, Formation of cycloidal features on Europa, *Science*, *285*, 1899-1902, 1999b.
- Hoppa, G., B.R. Tufts, R. Greenberg, et P.E. Geissler, Strike-slip faults on Europa: Global shear patterns driven by tidal stress, *Icarus*, *141*, 287-298, 1999c.
- Hoppa, G., R. Greenberg, B.R. Tufts, P.E. Geissler, C. Phillips, et M. Milazzo, Distribution of strike-slip faults on Europa, *J. Geophys. Res.*, *105* (E9), 22617-22627, 2000.
- Hoppa, G., R. Greenberg, J. Riley, et B.R. Tufts, Observational selection effects in Europa image data: identification of chaotic terrain, *Icarus*, *151*, 181-189, 2001a.
- Hoppa, G., B.R. Tufts, R. Greenberg, T.A. Hurford, D.P. O'Brien, et P.E. Geissler, Europa's rate of rotation derived from the tectonic sequence in the Astypalaea region, *Icarus*, *153*, 208-213, 2001b.
- Hubbert, M.K., Theory of scale models as applied to the study of geologic structures, *Bull. geol. Soc. Am.*, *48*, 1459-1520, 1937.
- Ip, W.H., D.J. Williams, R.W. McEntire, et B.H. Mauk, Ion sputtering and surface erosion at Europa, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 829-832, 1998.
- Jacka, T.H., The time and strain required for development of minimum strain rates in ice, *Cold Regions Science and Technology*, *8*, 261-268, 1984.
- Jacobs, P., et G.N. Ivey, Rossby number regimes for isolated convection in a homogeneous rotating fluid, *Dyn. Atmos. Oceans*, *30*, 149-171, 1999.
- Jaeger, J., et N.G.W. Cook, Fundamental of Rock Mechanics, Chapman & Hall, London, 3ème édition, pp. 593, 1979.

- Jakob, M., et S. Erk, Die Wärmeleitfähigkeit von Eis zwischen 0 und -125°C, *Zh. Tekh. Fiz.*, 10, 623-624, 1929.
- Jellinek, H.H.G., The influence of imperfections on the strength of ice, *Proc. phys. Soc.*, 71, 797-814, 1958.
- Johnson, R.E., R.M. Killen, J.H. Waite Jr., et W.S. Lewis, Europa's surface composition and sputter-produced ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3257-3260, 1998.
- Johnson, R.E., Sputtering of ices in the outer solar system, *Review of Modern Physics*, 68, 305, 1996.
- Johnson, T.V., et B.B. Pilcher, Satellite spectrophotometry and surface compositions, In *Planetary satellites*, édité par J.A. Burns, University of Arizona, Tucson, pp 232, 1977.
- Johnson, T.V., C. Chyba, K.P. Klaasen, et R.J. Terrile, Outer Planets/Solar Probe Project: Europa orbiter, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXX, abstract 1423, 1999.
- Jones, S.J., et J.W. Glen, The mechanical properties of single crystals of pure ice, *J. Glaciol.*, 8, 463-473, 1969.
- Kadel, S.D., S.A. Fagents, R. Greeley, et the Galileo SSI Team, Trough-bounding ridge pairs on Europa - Considerations for an endogenic model of formation, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXIX, abstract 1078, 1998.
- Kamb, W.B., The glide direction in ice, *J. Glaciol.*, 3, 1097-1106, 1961.
- Kanamori, H., et D.L. Anderson, Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. seis. Soc. Am.*, 65, 1075-1095, 1975.
- Kargel, J.S., Brine volcanism and the interior structures of asteroids and icy satellites, *Icarus*, 94, 368-390, 1991.
- Kargel, J.S., J.W. Head, D.L. Hogenboom, K.K. Khurana, et G. Marion, The system sulfuric acid-magnesium sulfate-water: Europa's ocean properties related to thermal state, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXXII, abstract 2138, 2001.
- Kirby, S.H., W.B. Durham, et H.C. Heard, Rheologies of H₂O ices Ih, II, and III at high pressures: a progress report, In *Ices in the solar system*, 89-107, 1985.
- Khurana, K.K., M.G. Kivelson, D.J. Stevenson, G. Schubert, C.T. Russel, R.J. Walker, et C. Polanskey, Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto, *Nature*, 395, 777-780, 1998.
- Kivelson, M.G., K.K. Khurana, D.J. Stevenson, L. Bennett, S. Joy, C.T. Russel, R.J. Walker, C. Zimmer, et C. Polanskey, Europa and Callisto: induced or intrinsic fields in a periodically varying plasma environment, *J. Geophys. Res.*, 104, 4609-4626, 1999.

- Kjennerud, T., S.J. Lippard, et P. Vanhauwaert, Short term development of intracontinental rifts, with reference to the late Quaternary of the Rukwa Rift (East African Rift System), *Marine and Petroleum Geology*, 18, 307-317, 2001.
- Klinger, J., Influence of a phase transition of ice on the heat and mass balance of comets, *Science*, 209, 271-272, 1980.
- Klug, D.D., Glassy water, *Science*, 294, 2305-2306, 2001.
- Krantz, R.W., Multiple fault sets and three-dimensional strain: theory and application, *J. Struct. Geol.*, 10, 225-237, 1988.
- Kuiper, G.P., *Astronomical J.*, 62, 62-245, 1957.
- Kushov, O.L., et V.A. Kronrod, Core sizes and internal structure of Earth's and Jupiter's satellites, *Icarus*, 151, 204-227, 2001.
- La Placa, S.J., et B. Post, Thermal expansion of ice, *Acta crystallogr.*, 13, 503-505, 1960.
- Lees, C.H., Effects of temperature and pressure on the thermal conductivities of solids I. The effect of temperature on the thermal conductivities of some electrical insulators, *Phil. Trans. R. Soc.*, A204, 433-466, 1905.
- Leith, A.C., et W.B. McKinnon, Is there evidence for polar wander on Europa?, *Icarus*, 120, 387-398, 1996.
- Levison, H.F., et M.J. Duncan, From the Kuiper Belt to Jupiter-family comets: The spatial distribution of ecliptic comets, *Icarus*, 117, 13-32, 1997.
- Lewis, J.S., Satellites of the outer planets: Their physical and chemical nature, *Icarus*, 15, 174-185, 1971.
- Lonsdale, K., The structure of ice, *Proc. R. Soc.*, A247, 424-434, 1958.
- Lucchitta, B.K., et L.A. Soderblom, Geology of Europa, In *Satellites of Jupiter*, édité par D. Morrison, University of Arizona Press, Tucson, 521-555, 1982.
- Lunine, J.I., et D.J. Stevenson, Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula, *Icarus*, 52, 14-39, 1982.
- Lunine, J.I., et D.J. Stevenson, Clathrate and ammonia hydrates at high pressure: application to the origin of methane on Titan, *Icarus*, 70, 61-77, 1987.
- Marrett, R., et R.W. Allmendinger, Estimates of strain due to brittle faulting: sampling of fault populations, *J. Struct. Geol.*, 13, 735-737, 1991.
- Marshall, J., et F. Schott, Open-ocean convection: observations, theory and models, *Rev. Geophys.*, 37, 1-64, 1999.
- McConnell, J.C., On the plasticity of an ice crystal, *Proc. R. Soc.*, 49, 323-343, 1891.

- McCord, T.B., G. Hansen, F. Fanale, R. Carlson, D. Matson, T. Johnson, W. Smythe, J. Crowley, P. Martin, A. Ocampo, C. Hibbitts, J. Granahan, et the NIMS Team, Salts on Europa's surface detected by Galileo's Near Infrared Mapping Spectrometer, *Science*, 280, 1242-1245, 1998.
- McCord, T.B., G.B. Hansen, D. Matson, T.V. Jonhson, J.K. Crowley, F.P. Fanale, R.W. Carlson, W.D. Smythe, P.D. Martin, C.A. Hibbitts, J.C. Granahan, A. Ocampo, Hydrated salt minerals on Europa's surface from the Galileo near-infrared mapping spectrometer (NIMS) investigation, *J. Geophys. Res.*, 104, 11827-11851, 1999.
- McCord, T.B., T.M. Orlando, G. Teeter, G.B. Hansen, M.T. Sieger, N.G. Petrik, L. van Keulen, Thermal and radiation stability of the hydrated salt minerals epsomite, mirabilite, and natron under Europa environmental conditions, *J. Geophys. Res.*, 106 (E2), 3311-3320, 2001.
- McCord, T.B., G. Teeter, G.B. Hansen, M.T. Sieger, T.M. Orlando, Brines exposed to Europa surface conditions, *J. Geophys. Res.*, 107 (E1), 4_1, 2002.
- McEwen, A.S., Exogenic and endogenic albedo and color patterns on Europa, *J. Geophys. Res.*, 91, 8077-8097, 1986a.
- McEwen, A.S., Tidal reorientation and the fracturing of Jupiter's moon Europa, *Nature*, 321, 49-51, 1986b.
- McEwen, A.S., J.M. Moore, et E.M. Shoemaker, The Phanerozoic impact cratering rate: Evidence from the farside of the Moon, *J. Geophys. Res.*, 102, 9231-9242, 1997.
- McKinnon, W.B., Sighting the seas of Europa, *Nature*, 386, 765-766, 1997.
- McKinnon, W.B., Geodynamics of icy satellites, In *Solar System Ices*, édité par B. Schmitt et al., pp. 525-550, Kluwer Academic, Norwell, 1998.
- McKinnon, W.B., Convective instability in Europa's floating ice shell, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 951-954, 1999.
- McKinnon, W.B., et H.J. Melosh, Evolution of planetary lithospheres: Evidence from multiring basins on Ganymede and Callisto, *Icarus*, 44, 454-471, 1980.
- McMillan, R.A., The orientation and sense of displacement of strike-slip faults in continental crust, *B. Sc. Thesis (non publiée)*, Carlton University, Ottawa, 1975.
- Mellor, M., et D.M. Cole, Deformation and failure of ice under constant stress or constant strain-rate, *Cold Regions Science and Technology*, 5, 201-219, 1982.
- Melosh, H. J., et W.B. McKinnon, The mechanics of ringed basin formation, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 985-988, 1978.
- Moore, J.M., E. Asphaug, R.J. Sullivan, J.E. Klemaszewski, K.C. Bender, R. Greeley, P.E. Geissler, A.S. McEwen, E.P. Turtle, C.B. Phillips, B.R. Tufts, J.W. Head, R.T.

- Pappalardo, K.B. Jones, C.R. Chapman, M.J.S. Belton, R.L. Kirk, et D. Morrison, Large impact features on Europa: Results of the Galileo nominal mission, *Icarus*, 135, 127-145, 1998.
- Moore, J.M., E. Asphaug, D. Morrison, J.R. Spencer, C.R. Chapman, B. Bierhaus, R.J. Sullivan, F.C. Chuang, J.E. Klemaszewski, R. Greeley, K.C. Bender, P.E. Geissler, P. Helfenstein, C.B. Pilcher, Mass Movement and Landform Degradation on the Icy Galilean Satellites: Results of the Galileo Nominal Mission, *Icarus*, 140, 294-312, 1999.
- Moroz, V.I., Infrared Spectrophotometry of the Moon and the Galilean Satellites of Jupiter, *Astronomicheskii Zhurnal*, 42, 1287, 1965.
- Mousis, O., D. Gautier, et D. Bockélee-Morvan, An evolutionnary turbulent model of the saturn's subnebula: implications on the origin of the atmosphere of Titan, *Icarus*, 156, 162-175, 2002.
- Mueller, S., et W.B. McKinnon, Three layer Ganymedes and Callistos, *Icarus*, 76, 437-464, 1988.
- Munro, R.G., G.J. Piermarini, S. Block, et W.B. Holzapfel, Model line-shape for the ruby R lines used for pressure measurement, *J. Appl. Phys.*, 57 (2), 165-169, 1985.
- Muraoka, H., et H. Kamata, Displacement distribution along minor fault traces, *J. Struct. Geol.*, 5, 483-495, 1983.
- Nabarro, F.R.N., Deformation of crystals by motion of a single ion, In *Strength of solids*, 75-90, 1948.
- Nakaya, U., Mechanical properties of single crystals of ice. Part 1, *Geometry of deformation, US Army Snow, Ice and Permafrost Research Establishment*, 28, 1958.
- Neukum, G., Bombardment history of the jovian system, In *The Three Galileos: The Man, the Spacecraft, the Telescope*, édité par C. Barbieri et al., pp. 201-212, Kluwer Acad., Norwell, 1997.
- Neukum, G., B. Konig, et J. Arkani-Hamad, A study of lunar impact crater size distributions, *Moon*, 12, 201-229, 1975.
- Neukum, G., et B.A. Ivanov, Crater size distributions and impact probabilities on Earth from lunar, terrestrial-planet, and asteroid cratering data, In *Hazards Due to Comets and Asteroids*, édité par T. Gehrels, pp. 359-416, University of Arizona Press, Tucson, 1994.
- Neukum, G., R. Wagner, U. Wolf, B.A. Ivanov, J.W. Head, R.T. Pappalardo, J.E. Klemaszewski, R. Greeley, et M.J.S. Belton, Cratering chronology in the Jovian system and derivation of absolute ages, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXIX*, abstract 1742, 1998.
- Nimmo, F., E. Gaidos, Strike-slip motion and double ridge formation on Europa, *J. Geophys. Res.*, 107 (E4), 1-8, 2002.

- Noll, K.S., H.A. Weaver, et A.M. Gonnella, The albedo spectrum of Europa from 2200 Å to 3300 Å, *J. Geophys. Res.*, *100*, 19057-19059, 1995.
- Nye, J.F., The flow law of ice from measurements in glacier tunnels, laboratory experiments and the Junfraufirn experiment, *Proc. R. Soc.*, *A219*, 477-489, 1953.
- O'Brien, D.P., P. Geissler, R. Greenberg, A melt-through model for chaos formation on Europa, *Icarus*, *156*, 152-161, 2002.
- Ojakangas, G.W., et D.J. Stevenson, Episodic volcanism of tidally heated satellites with application to Io, *Icarus*, *66*, 341-358, 1986.
- Ojakangas, G.W., et D.J. Stevenson, Thermal state of an ice shell on Europa, *Icarus*, *81*, 220-241, 1989a.
- Ojakangas, G.W., et D.J. Stevenson, Polar wander of an ice shell on Europa, *Icarus*, *81*, 242-270, 1989b.
- Opheim, J.A., et A. Gudmundsson, Formation and geometry of fractures, and related volcanism of the Krafla fissure swarm, northeast Iceland, *Bull. geol. Soc. Am.*, *101*, 1608-1622, 1989.
- Pappalardo, R.T., et M.D. Coon, A sea ice analog for the surface of Europa, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, *XXVII*, abstract 997-998, 1996.
- Pappalardo, R.T., et R.J. Sullivan, Evidence for separation across a gray band on Europa, *Icarus*, *123*, 557-567, 1996.
- Pappalardo, R.T., J.W. Head, R. Greeley, R.J. Sullivan, C. Pilcher, G. Schubert, W.B. Moore, M.H. Carr, J.M. Moore, M.J.S. Belton, et D.L. Goldsby, Geological evidence for solid-state convection in Europa's ice shell, *Nature*, *391*, 365-368, 1998.
- Pappalardo, R.T., et al., Does Europa have a subsurface ocean ? Evaluation of the geological evidence, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24015-24055, 1999.
- Parameswaran, V.R., et S.J. Jones, Brittle fracture of ice at 77 K, *J. Glaciol.*, *14*, 305-315, 1975.
- Paterson, W.S.B., *The physics of glaciers*, Ed. Butterworth-Heinemann (3ème édition), 1994.
- Pauling, L., The structure and entropy of ice and other crystals with some randomness of atomic arrangement, *J. Am. chem. Soc.*, *57*, 2680-2684, 1935.
- Peacock, D.C.P., Displacement and segment linkage in strike-slip fault zones, *J. Struct. Geol.*, *13*, 1025-1035, 1991.
- Peacock, D.C.P., et D.J. Sanderson, Displacement and segment linkage and relay ramps in normal fault zones, *J. Struct. Geol.*, *13*, 721-733, 1991.
- Pieri, D.C., Lineament and polygon patterns on Europa, *Nature*, *289*, 17-21, 1981.

- Poirier, J.P., Creep of crystals, Cambridge University Press, 1985.
- Prieto, O., et J.S. Kargel, Specific heat capacity data of some hydrated salts at low temperature, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXXII*, abstract 1625, 2001.
- Prinn, R.G., et B. Fegley Jr, Kinetic inhibition of CO and N₂ reduction in circumplanetary nebulae: implications for satellite composition, *Astrophys. J.*, 249, 308-317, 1981.
- Prinn, R.G., et B. Fegley Jr, Solar nebula chemistry: origin of planetary, satellite and cometary volatiles, In *Origin and evolution of planetary and satellite atmosphere*, édité par S.K. Atreya, J.B. Pollack, et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 78-136, 1989.
- Prockter, L.M., R.T. Pappalardo, R. Sullivan, J.W. Head, J.G. Patel, B. Giese, R. Wagner, G. Neukum, et R. Greeley, Morphology and evolution of European bands: Investigation of a seafloor spreading analog, *Lunar Planet. Sci. Conf., [CD-ROM], XXX*, abstract 1900, 1999a.
- Prockter, L.M., A. Antman, R.T. Pappalardo, J.W. Head, et G.C. Collins, Europa: stratigraphy and geological history of the anti-jovian region from Galileo E14 solid-state imaging data, *J. Geophys. Res.*, 104, 16531-16540, 1999b.
- Prockter, L.M., et R.T. Pappalardo, Folds on Europa: implications for crustal cycling and accommodation of extension, *Science*, 289, 941-943, 2000.
- Rabinowitz, D.L., E. Howell, E.M. Shoemaker, et K. Muinonen, The population of Earth-crossing asteroids, In *Hazards Due to Comets and Asteroids*, édité par T. Gehrels, pp. 285-312, University of Arizona Press, Tucson, 1994.
- Rahe, B., D.A. Ferrill, et A.P. Morris, Physical analog modeling of pull-apart basin evolution, *Tectonophysics*, 285, 21-40, 1998.
- Ratcliffe, E.H., The thermal conductivity of ice. New data on the temperature coefficient, *Philosophical Magazine*, 7, 1197-1203, 1962.
- Rathbun, J.A., G.S. Musser Jr., et S.W. Squyres, Ice diapirs on Europa: Implications for liquid water, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 4157-4160, 1998.
- Reynolds, R.T., et P.M. Cassen, On the internal structure of the major satellites of the outer planets, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 121-124, 1979.
- Riley, J., G.V. Hoppa, R. Greenberg, B.R. Tufts, et P. Geissler, Distribution of chaotic terrain on Europa, *J. Geophys. Res.*, 105 (E9), 22599-22615, 2000.
- Rinne, F., Das Kristallsystem und das Achsenverhältnis des Eises, *Ber. Verh. Sächs. Acad. Wiss., Math.-Phys. Kl.*, 69, 57-62, 1917.

- Rodrigues, W.J., L.S. Leal Filho, et E.A. Masini, Hydrodynamic dimensionless parameters and their influence on flotation performance of coarse particles, *Minerals Engineering*, 14 (9), 1047-1054, 2001.
- Ross, M., et G. Schubert, Tidal heating in an internal ocean model of Europa, *Nature*, 325, 133-134, 1987.
- Ruiz, J., Onset of convection, heat flow and thickness of Europa's ice shell, *Earth Moon Planets*, 77, 99-104, 1999.
- Ruiz, J., R. Tejero, Heat flows through the ice lithosphere of Europa, *J. Geophys. Res.*, 105 (E12), 29283-29290, 2000.
- Sack, N.J., R.E. Johnson, J.W. Boring, et R.A. Baragiola, The effect of magnetospheric ion bombardment on the reflectance of Europa's surface, *Icarus*, 100, 534-540, 1992.
- Schenk, P.M., et W.B. McKinnon, Fault offsets and lateral crustal movement on Europa: Evidence for a mobile ice shell, *Icarus*, 79, 75-100, 1989.
- Schubert, G., T. Spohn, et R.T. Reynolds, Thermal histories, compositions, and internal structures of the moons of the Solar System, In *Satellites*, édité par J. A. Burns et M. S. Matthews, pp. 224-292, University of Arizona Press, Tucson, 1986.
- Schulson, E.M., The brittle compressive fracture of ice, *Acta Metall. Mater.*, 38, 1963-1976, 1990.
- Schulson, E.M., et N.P. Cannon, *Proc. IAHR Ice Symp.* (Hamburg, Germany: Hamburgische, Schiffbau-Versuchanstalt GmbH), p.24, 1984.
- Schulson, E.M., D. Iliescu, et C.E. Renshaw, On the Initiation of Shear Faults during Brittle Compressive Failure: A New Mechanism, *J. Geophys. Res.*, 104, 695-705, 1999.
- Shoemaker, E.M., The age of Europa's surface, In *Europa Ocean Conference, Capistrano Conf. 5*, pp. 65-66, San Juan Capistrano Res. Inst., San Juan Capistrano, Californie, 1996.
- Shoemaker, E.M., et R.F. Wolfe, Cratering time scales for the Galilean satellites, In *satellites of Jupiter*, édité par D. Morrison, pp. 277-339, University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- Shoemaker, E.M., R.F. Wolfe, et C.S. Shoemaker, Asteroid and comet flux in the neighborhood of Earth, In *Global Catastrophes in Earth History*, édité par V. L. Sharpton et P. D. Ward, *Spec. Pap. Geol. Soc. Am.*, 247, 155-170, 1990.
- Shoemaker, E.M., P.R. Weissman, et C.S. Shoemaker, The flux of periodic comets near Earth, In *Hazards Due to Comets and Asteroids*, édité par T. Gehrels, pp. 313-335, University of Arizona Press, Tucson, 1994.

- Sims, D., D.A Ferrill, et J.A. Stamatakis, Role of a ductile décollement in the development of pull-apart basins: Experimental results and natural examples, *J. Struct. Geol.*, *21*, 533-554, 1999.
- Smith, B.A., et the Voyager Imaging Team, The Galilean satellites of Jupiter: Voyager 2 imaging science results, *Science*, *206*, 951-972, 1979.
- Spaun, N.A., J.W. Head, G.C. Collins, L.M. Prockter, et R.T. Pappalardo, Conamara Chaos Region, Europa: Reconstruction of mobile polygonal ice blocks, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 4277-4280, 1998.
- Spaun, N.A., L.M. Prockter, R.T. Pappalardo, G.C. Collins; A. Antman; R. Greeley, et the Galileo SSI Team, Spatial distribution of lenticulae and chaos on Europa, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXX, abstract 1847, 1999.
- Spaun, N.A., J.W. Head, et R.T. Pappalardo, The spacing distances of chaos and lenticulae on Europa, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXXIII, abstract 1723, 2002.
- Spencer, J.R., Thermal segregation of water ice on the Galilean satellites, *Icarus*, *69*, 297-313, 1987.
- Spencer, J.R., L.K. Tamppari, T.Z. Martin, et L.D. Travis, Temperatures on Europa from Galileo PPR: Nighttime thermal anomalies, *Science*, *284*, 1514-1516, 1999.
- Squyres, S.W., R.T. Reynolds, P. Cassen, et S.J. Peale, Liquid water and active resurfacing on Europa, *Nature*, *301*, 225-226, 1983.
- Stevenson, D., Heterogeneous tidal deformation and geysers on Europa, In *Europa Ocean Conference, Capistrano Conf.*, *5*, pp. 69-70, San Juan Capistrano Res. Inst., San Juan Capistrano, Californie, 1996.
- Stevenson, D.J., Limits on the variation of thickness of Europa's ice shell, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXXI, abstract 1506, 2000.
- St John, A., The crystal structure of ice, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, *4*, 193-196, 1918.
- Sullivan, R., et al., Ridge formation on Europa: Examples from Galileo high resolution images, *Geol. Soc. Am. Abstr. Programs*, *29*, A-312, 1997.
- Sullivan, R., R. Greeley, K. Homan, J. Klemaszewski, M. Belton, M. Carr, C. Chapman, B. Tufts, J. Head, R. Pappalardo, J. Moore, P. Thomas, et the Galileo SSI Team, Episodic plate separation and fracture infill on the surface of Europa, *Nature*, *391*, 371-372, 1998.
- Sylvester, A.G., Strike-slip faults, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *100*, 1666-1703, 1988.
- Thomas, P.J. et G. Schubert, Crater relaxation as a probe of Europa's interior, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, *16th*, Part 2, *J. Geophys. Res.*, *91*, suppl., 0453-0459, 1986.
- Thomson, R.E., J.R. Delaney, Evidence for a weakly stratified european ocean sustained by seafloor heat flux, *J. Geophys. Res.*, *106 (E6)*, 12355-12365, 2001.

- Tobie, G., G. Choblet et C. Sotin, Tidally heated convection: constraints on Europa's ice shell thickness, *Eurojove conf.: "Jupiter after Galileo and Cassini"*, Lisbonne, 2002.
- Tobie, G., G. Choblet et C. Sotin, Tidally heated convection: constraints on Europa's ice shell thickness, *J. Geophys. Res.*, *soumis*, 2003.
- Tufts, B.R., A San Andreas-sized strike-slip fault on Europa, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, *XXVII*, abstract 1343-1344, 1996.
- Tufts, B.R., R. Greenberg, G. Hoppa, et P. Geissler, Astypalaea Linea: a large-scale strike-slip fault on Europa, *Icarus*, *141*, 53-64, 1999.
- Tufts, B.R., R. Greenberg, G. Hoppa, et P. Geissler, Lithospheric dilation on Europa, *Icarus*, *146*, 75-97, 2000.
- Tullis, T.E., et J. Tullis, Experimental rock deformation techniques, *Geophysical Monograph*, *36*, 297-324, 1986.
- Turcotte, D., et G. Schubert, Geodynamics: applications of continuum physics to geological problems, Ed. Wiley, New-York, 1982.
- Turcotte, D.L., An episodic hypothesis for venusian tectonics, *J. Geophys. Res.*, *98*, 17061-17068, 1993.
- Turtle, E.P., H.J. Melosh, et C.B. Phillips, Tectonic modeling of the formation of European Ridges, *Eos Trans. AGU*, *79*, *suppl.*, abstract F541, 1998.
- Turtle, E.P., C.B. Phillips, G.C. Collins, A.S. McEwen, J.M. Moore, R.T. Pappalardo, P.M. Schenk, et the Galileo SSI Team, European impact crater diameters and inferred transient crater dimensions and excavation depths, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, *[CD-ROM]*, *XXX*, abstract 1882, 1999.
- Villemin, T., J. Angelier, et C. Sunwoo, Fractal distribution of fault length and offset, implications on brittle deformation evaluation: the Lorraine coal basin (NE France), In *Fractals and their use in the petroleum industry*, édité par C. Barton et P. Lapointe, *Am. Ass. Petrol. Geol. Book series*, 1992.
- Von Arx, W.S., *Introduction to physical oceanography*, Ed. Addison-Wesley, pp. 422, 1962.
- Wakahama, G., Internal fracture of ice, *Low Temp. Sci.*, *A23*, 39-50, 1965.
- Wakahama, G., Plastic deformation and internal fracture of ice crystal, In *Physics of snow and ice*, 357 pages, 1967.
- Walsh, J.J., et J. Watterson, Distribution of cumulative displacement and of seismic slip on a single normal fault surface, *J. Struct. Geol.*, *9*, 1039-1046, 1987.
- Walsh, J.J., et J. Watterson, Analysis of the relationship between displacements and dimensions of faults, *J. Struct. Geol.*, *10* (3), 239-247, 1988.

- Weertman, J., Dislocation climb theory of steady state creep, *Trans. Amer. Soc. Metals*, 61, 681, 1968.
- Weertman, J., The creep strength of the earth's mantle, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 8, 145-168, 1970.
- Weissman, P.R., The cometary impactor flux at the Earth, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, 247, 171-180, 1990.
- Whitworth, R.W., The core structure and mobility of dislocations in ice, *J. Glaciol.*, 21, 341-359, 1978.
- Williams, K.K., et R. Greeley, Estimates of ice thickness in the Conamara Chaos region of Europa, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 4273-4276, 1998.
- Wilson L., J.W. Head et R.T. Pappalardo, Eruption of lava flows on Europa: Theory and application to Thrace Macula, *J. Geophys. Res.*, 102, 9263-9272, 1997.
- Wilson L. et J.W. Head, Europa cryovolcanism: Ascent and eruption of magma and its role in resurfacing, *Lunar Planet. Sci. Conf.*, [CD-ROM], XXIX, abstract 1138, 1998.
- Xin, Y.B., et K.Q. Xia, Measured velocity boundary layers in turbulent convection, *Phys. Rev. Lett.*, 77 (7), 1266-1269, 1996.
- Yoder C.F. et W.L. Sjogren, Tides on Europa, In *Europa Ocean Conference, Capistrano Conf.*, 5, pp. 89-90, San Juan Capistrano Res. Inst., San Juan Capistrano, Californie, 1996.
- Zahnle, K., L. Dones, et H.F. Levison, Cratering rates on the Galilean satellites, *Icarus*, 136, 202-222, 1998.
- Zelevnik, F.J., Thermodynamic properties of the aqueous sulfuric acid system to 350 K, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 20 (6), 1157-1200, 1991.
- Zent, A.P., et F.P. Fanale, Possible Martian brines: Equilibrium and kinetic considerations, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, 16th, Part 2, *J. Geophys. Res.*, 91, suppl., 0439-0445, 1986.
- Zufelt, J.E., et R. Ettema, Model Ice Properties, *CRREL report*, 96-1, 20 pages, 1996.

Références internet

Les images et la plupart des données et des informations issues des missions *Galileo* et *Voyager* proviennent des sites suivants :

<http://photojournal.jpl.nasa.gov/>

<http://www-pdsimage.jpl.nasa.gov/PDS/public/Atlas/Atlas.html>

<http://www.jpl.nasa.gov/galileo/gem/>

Un rapport assez complet sur les objectifs et les résultats préliminaires de la mission *Galileo* :

<http://www.nap.edu/books/0309064937/html/>

Les informations sur la nomenclature des satellites galiléens proviennent du site suivant :

<http://planetarynames.wr.usgs.gov/>

Les informations sur le mythe d'Europe (annexe D) proviennent du site suivant :

<http://grenier2clio.free.fr/grec/europe.htm>

Un site intéressant concernant la rhéologie de la glace Ih :

<http://web.earthsci.unimelb.edu.au/wilson/ice1/>



HIGH PRESSURE EXPERIMENTS IN THE SYSTEM $\text{MgSO}_4 - \text{H}_2\text{O}$: IMPLICATIONS FOR EUROPA.

O. Grasset¹, C. Sotin¹, O. Mousis¹ and L. Mevel¹. Laboratoire de Planétologie et Géodynamique, 2 rue de la Houssinière, BP 92208, 44322 Nantes Cedex 3, France. olivier.grasset@chimie.univ-nantes.fr

Introduction. Europa, the second galilean satellite outward from Jupiter, presents a relatively young-aged surface mainly composed of water-ice. Observations by the Near Infrared Mapping Spectrometer (NIMS) in the reddish and yellowish hues present bands severely distorted. These bands are well mimicked by some mineral analogs and particularly by hydrated salts like epsomite¹ ($\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$). If salts are present on the surface, they are also possibly present within the underlying layers. The possible existence of a briny ocean is interesting because it could explain the characteristics of the induced magnetic field of Europa detected by the Galileo spacecraft. Relationships between the brine ocean and the crust of Europa are difficult to understand. One important step required for having a better understanding of the endogenic processes within Europa is the determination of the phase diagram of the system $\text{MgSO}_4 - \text{H}_2\text{O}$ because the effect of pressure on the salty material is not well known. We have set up a new high pressure – low temperature experiment in order to study this system in the range 0 – 2 GPa, 100 K – 300 K. Description of the apparatus and preliminary results will be presented. Comparisons with previous data will be provided and the implications for the endogenic processes within Europa will be discussed.

The high pressure – low temperature sapphire anvil cell. A membrane sapphire anvil cell (figure 1) has been built on the same principles as the diamond anvil cell made by *Letoullec et al.*². The cell body is made of stainless steel except for the sapphire seats built out of tungsten carbides. Samples are enclosed in a 200 μm diameter hole drilled in a pre-indented copper gasket which is 60 μm thick (a). The force on the sapphire anvil (b) is generated by the flow of pressurized helium into the membrane (c). Since sapphire anvils can be much larger than diamond anvils, a good accuracy on pressure can be achieved in the range 100 MPa to 2 GPa ($2\sigma_p=60$ MPa). Ruby chips smaller than 10 μm are incorporated in the sample to allow for in situ measurements using the luminescence technique³. Low temperatures (100 K – 300 K) are achieved with a cryostat cooled with liquid nitrogen. Temperature is controlled with three thermocouples close to the contact between the gasket and the top sapphire anvil. Temperature in the sample is known with an accuracy of ± 0.2 K.

Pressure calibration of the apparatus. First experiments have been conducted in the pure water system in order to check the accuracy of the pressure measurements. Pressure is determined by the position of the main fluorescence peak of ruby chips incorporated in the sample. The position of the peak is a function of both temperature and pressure³. This technique, well developed for the very high-pressure experiments, can also be used in the range 0-2 GPa but a precise calibration is required. We have used the properties of the well-known water phase diagram for calibrating the apparatus. A liquid water drop is sealed in the gasket and frozen at 150 K at high pressure. The ice is then warmed very slowly until a drop of liquid appears. When equilibrium between liquid and solid is reached (figure 2), the temperature is well known from the thermocouples glued close to the sample and the pressure can be determined from the melting curve of pure ice⁴. The shift of the ruby line is measured and the pressure deduced from the shift is compared to the exact pressure given by the phase diagram. Several points of equilibrium have been determined and the precise shift of the ruby line with pressure in the range 0 – 2 GPa is now established.

Experiments in the system $\text{MgSO}_4 - \text{H}_2\text{O}$. The main interest of our apparatus is that the sample can be observed with a microscope. It is then possible to distinguish easily the different polymorphs. Phase transition, if they occur, are also easily detected. The first results obtained in the system MgSO_4 (31% by mass) – H_2O are presented in Figure 3. At ambient pressure and room temperature, the system is composed of liquid with 25 % (by mass) of salts and epsomite (Figure 3a). By increasing the pressure, the epsomite melts and the liquid becomes saltier. Above 0.6 GPa, a transition occurs in the solid phase and a rhomboedric crystal appears (Figure 3c). This transition may be related to the transition observed by *Livshits et al.*⁵ (1963) but it occurs at higher pressure than measured in their experiment. Further increase of pressure at room temperature induces the crystallization of the liquid at the eutectic composition (Figure 3d). This experiment shows clearly the complexity of the system $\text{H}_2\text{O} - \text{MgSO}_4$. As was first shown by *Hogenboom et al.*⁶ (1997), many phase transitions occur in the system in the range 0 – 2 GPa and 100K – 300K. The purpose of our study is to determine the phase transitions of the $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ and

MgSO₄.12H₂O hydrates as a function of both temperature and pressure. All the results will be presented at the conference.

Implications for Europa. On Europa, the saltiest areas are the regions where material from below has been either extruded in solid state, or erupted in flow-like features, or exposed by penetrating impacts. Since the salty solutions are denser than the crust composed mainly of ice I⁶, there must be a driving force for erupting the cryomagmas, such as the pressurization of the liquid body, the existence of an explosive activity due to the decompression of a volatile bearing cryomagma, or maybe the production of unknown low-density polymorphs in depth. These hypotheses are very poorly constrained because of the lack of experimental data on the salty systems. Our experiment, which allows to describe the existing polymorphs in depth depending on pressure and temperature, combined with the density measurements of *Hogenboom et al.*⁶ may provide valuable information for explaining the mechanisms responsible for the ascent of salty material at the surface of Europa.

References: [1] McCord T.B. et al. (1998) *Science*, 280, 1242 – 1245. [2] Letoullec R. et al. (1988) *High Press. Res.*, 1, 77-90. [3] Munro R.G. et al. (1985) *J. Appl. Phys.*, 57, 165-169. [4] Chizov V.E. (1993) translated from *Prikladnaya Mekhanika i Tekhnicheskaya Fizika*, 2, 113-123. [5] Livshits L.D. et al. (1963) *Russ. J. Inorg. Chem.*, 8, n°6, 676-678. [6] Hogenboom D.L. and al. (1995) *Icarus*, 115, 258-277.

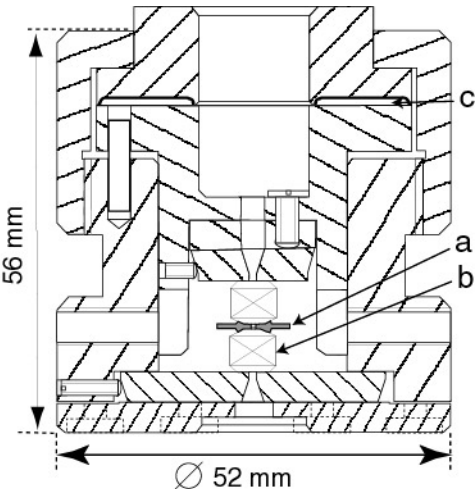


Figure 1: The high pressure – low temperature sapphire anvil cell: **a)** copper gasket. The sample (200 µm in diameter) is sealed in a hole near the center of the gasket. **b)** sapphire anvil. **c)** membrane used for increasing the pressure in the sample.

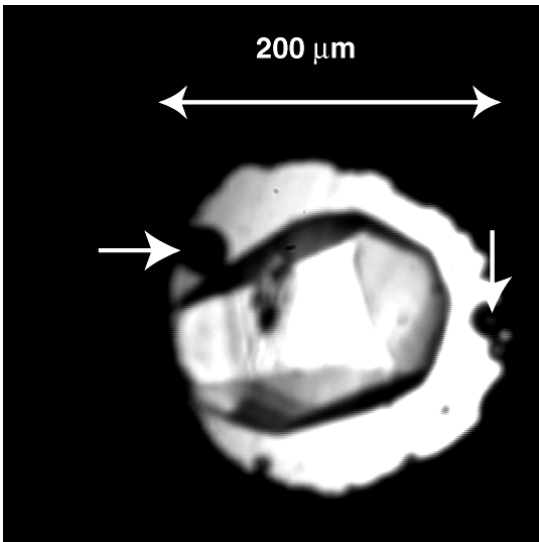


Figure 2: Equilibrium between ice VI and liquid water (T= 292.2 K; P= 0,87 GPa). Temperature is known from the thermocouples and the pressure is determined from the melting curve. Such equilibrium can be used for calibrating the ruby scale. White arrows indicate the position of the ruby chips.

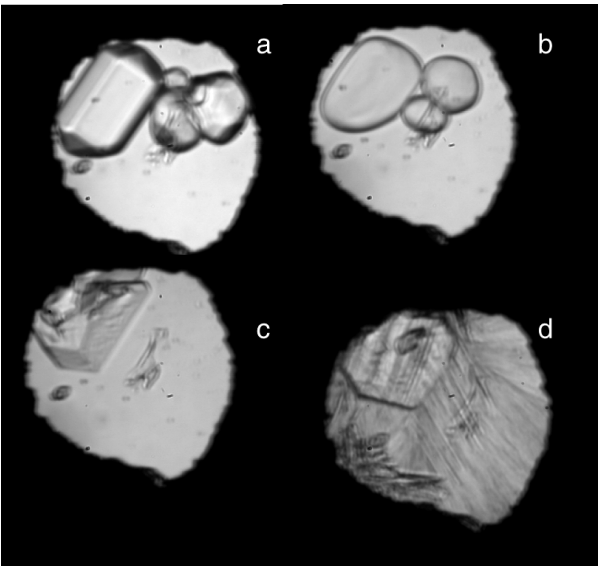


Figure 3. Isothermal compression of a MgSO₄ (31%) – H₂O solution. The temperature is 293 K. **a)** Epsomite + liquid (ambient pressure). **b)** Epsomite melts when pressure increases. **c)** transition of epsomite into a high pressure polymorph (pressure is around 6 kbars). **d)** above 10 kbars, the eutectic solution crystallizes.

THE PRESSURE DEPENDENCE OF THE EUTECTIC COMPOSITION IN THE SYSTEM $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$: IMPLICATIONS FOR THE DEEP LIQUID LAYER OF ICY SATELLITES. O. Grasset¹, L. Mével¹, O. Moussis¹, and C. Sotin¹. ¹Laboratoire de planétologie et Géodynamique, 2 rue de la Houssinière, BP 92208, 44322 Nantes Cedex 3, France. olivier.grasset@chimie.univ-nantes.fr.

Introduction: The data acquired by the Near Infra-red Mapping Spectrometer (NIMS) in the reddish and yellowish hues on the surface of Europa have shown that hydrated salts like Epsomite ($\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$) may be abundant on the surface of icy satellites. If salts are present on the surface, they are also possibly present within the underlying layers. Due to the large size of icy satellites, the salty material in the deep icy layers can be pressurized up to 0.15 GPa for Europa and up to 1 GPa for Ganymede, Callisto, or Titan, a pressure which may change the crystalline structure of hydrates. We have set up a high pressure – low temperature apparatus for studying the $\text{MgSO}_4\text{ – H}_2\text{O}$ system in the pressure range [0 – 1 GPa] and the temperature range [100 – 300 K]. Experiments have been conducted on a sapphire anvil cell enclosed in a cryostat cooled with liquid nitrogen [1]. The cell body is made of stainless steel except for the sapphire anvils built out of tungsten carbides. Samples are enclosed in a 200 μm diameter hole drilled in a 60 μm thick copper gasket. Recent results on the stability of the hydrates with pressure will be presented. Implications for our understanding of the endogenic processes within icy satellites and particularly Europa will be discussed.

Experiments in the $\text{MgSO}_4\text{ – H}_2\text{O}$ system: High-pressure experiments have been conducted for the different compositions (wt % of MgSO_4): 0 (for calibration), 10, 13, and 25. The protocol followed for each experiment is sketched in *Figure 1* in the rich-water case (< ~29 wt.% MgSO_4). A liquid drop of the salty solution is sealed in the gasket at a given pressure. The temperature is rapidly decreased from 295 K down to the crystallization temperature (path a-b). During this cooling, the pressure in the sample decreases slowly following an isochoric path in the P-T diagram [2]. Complete crystallization of the drop occurs abruptly generally 40 to 60 K below the melting temperature (c). As a consequence, the pressure in the sample increases (decreases) strongly after crystallization because low (high) pressure polymorph of ice is less (more) dense than liquid water. Once the complete crystallization is achieved, the sample is warmed slowly until a drop of liquid appears (d). The melting of the eutectic occurs rapidly (e). Remaining crystals melt slowly and the liquidus is reached when the last crystal disappears (f). Evolution is inverted in the poor water case (> ~29 wt.% MgSO_4) since the eutectic crystallization induces a decrease of pressure.

A synthesis of all our data and previous works [3, 4, 5] is sketched in *Figure 2*. Temperature uncertainties in our experiments are estimated at ± 3 K. Positions of the eutectic (E) and the peritectic (P_1) are estimated from our experiments but have not been precisely measured. In all the experiments, it has been found that the melting temperature of both Epsomite (MS7) and the $\text{MgSO}_4 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$ hydrate (MS12) does not increase strongly with pressure (roughly 1 K/kbar). It seems that hydrates are very stable in the pressure range [0-1 GPa]. This point has been observed for all the studied compositions when the hydrates were synthesized. Then, peritectic compositions do not change strongly with pressure. This observation needs to be confirmed because it differs from the experiments of Hogenboom et al. [3] who noticed an important shift of both the Epsomite liquidus curve and the peritectic point towards the H_2O rich region at 390 MPa.

It seems that the eutectic melting temperature depends strongly on pressure and follows a path almost parallel to the pure water melting curve in the pressure range [0 - 1 GPa] but roughly 10 K below. The eutectic composition of the $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$ system decreases from 17% at ambient pressure down to roughly 11% at 0.2 GPa. Above 0.2 GPa, ice I is changed into high-pressure polymorphs. As a consequence, the eutectic composition increases and may be around 14% at 0.4 GPa (as was first observed by Hogenboom et al.) and around 16% at 0.6 GPa. This point has been well seen using a 13 wt.% solution because ice I, MS12 or ice V have been observed in equilibrium with the liquid depending on the imposed pressure. An interesting feature of the diagram is that the hydrate $\text{MgSO}_4 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$ does not exist at high pressure but is replaced by Epsomite.

Implications for the deep interior of icy satellites: The three main characteristics of the magnesium sulfate – water phase diagram are: 1) the hydrates are very stables in the pressure range [0-1 GPa]. 2) the melting temperature of hydrate increases slightly with pressure, 3) the eutectic composition varies strongly with pressure. The first point is of fundamental importance because it means that the modeled evolution of chondrite brine during progressive freezing either by equilibrium or fractional crystallization [6] are valid for all the icy satellites. When the initial high temperature brine cools, magnesium sulfates precipitate and sink because they are denser than the remaining liquid.

During their descent, hydrates are probably insensitive to the pressure increase and precipitate at the bottom of the liquid layer. The second point is interesting because it implies that the sinking hydrates must grow during their descent. Since hydrates follow an adiabatic path during their descent, (i.e. almost isothermal), the liquid is always slightly saltier than the liquidus since the liquidus moves towards the H_2O rich region when pressure increases. This point implies that the sinking of salts decreases the salinity of the liquid layer with depth. Then, deep liquid layer becomes gravitationally unstable and catastrophic overturn within the liquid layer may be envisaged. The third point is important if the liquid layer of icy satellites cools down to the eutectic temperature. In that particular case, important processes of exchanges between the hydrates and the liquid must be envisaged since the salinity of the liquid layer decreases rapidly when the pressure increases.

References: [1] Grasset O. et al. (2000) *LPS XXXI*, . [2] Haar L. et al. (1984) NBS/NRC Steam Tables, *Hemisphere*. [3] Hogenboom et al. (1995) *Icarus*, 115, 258-277. [4] Chizov V.E. (1993), *Prikladnaya Mekhanika i Tekhnicheskaya Fizika*, 2, 113-123. [5] Chourot J.M. et al. (2000), *High Press. Res.* [6] Kargel J. et al. (2000) *Icarus*, 148.

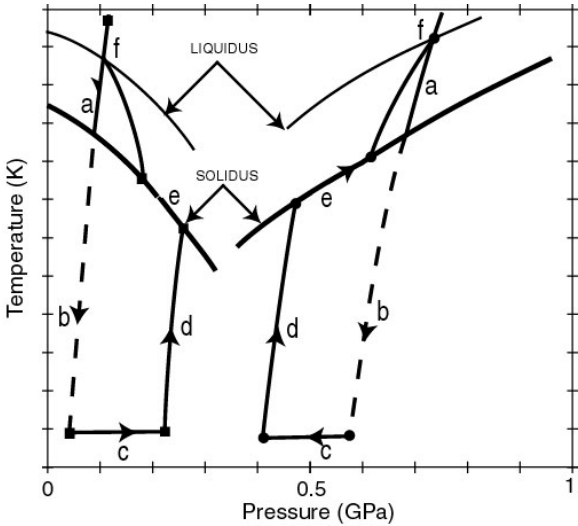
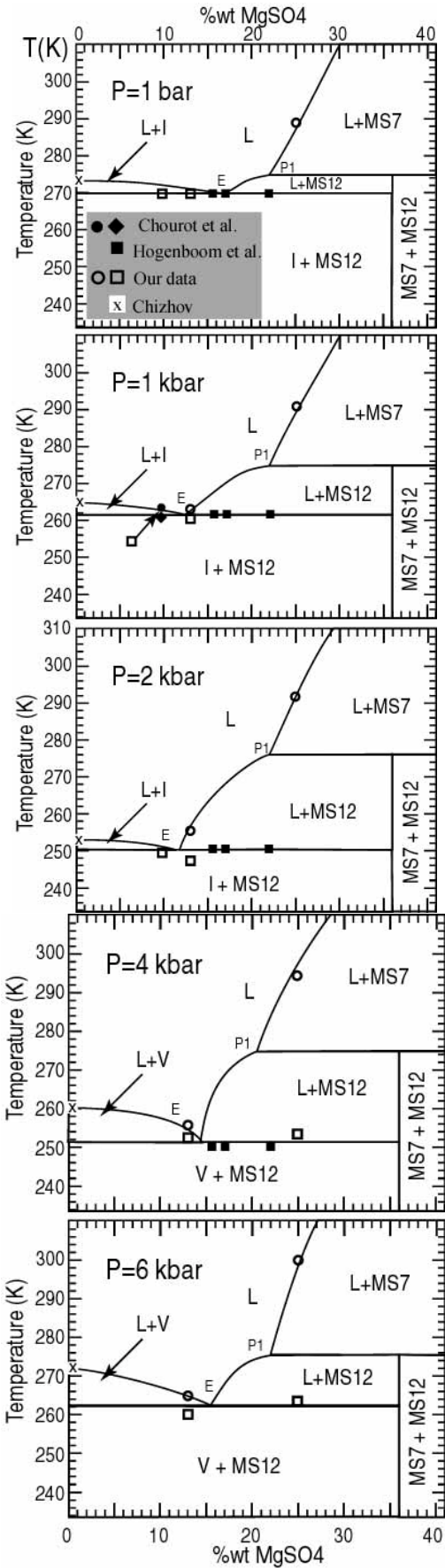


Figure 1: P-T experimental path in the water-rich region of the $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$ system. **Right:** the ice polymorph is denser than the liquid. **Left:** the liquid is denser than ice.

Figure 2 (right): Phase diagram of the $\text{MgSO}_4\text{-H}_2\text{O}$ system deduced from our experiments and previous works [3, 4, 5]. **Solidus:** Square and diamond; **Liquidus:** circles. The ambient pressure phase diagram is from Hogenboom et al.[3].



Résumé :

Europe est un corps silicaté enveloppé d'une couche d'H₂O de 80 à 140 km d'épaisseur formant en surface une croûte de glace I. La dissipation de chaleur générée par l'effet des marées du système jovien maintiendrait un océan liquide sous la croûte de glace et permettrait une dynamique interne. L'analyse morphologique menée sur diverses structures « géologiques » imagées par *Galileo* apporte des informations sur la structure, l'état thermique et les vitesses de déformation de la croûte. La profondeur des transitions rhéologiques est très variable selon la localité et le type de structure, et donc selon le processus géologique impliqué. La lente relaxation de 2 bassins d'impact permet d'estimer des flux de chaleur inférieurs à 30 mW.m⁻² impliquant une croûte conductive de 9 à 32 km d'épaisseur reposant sur un océan froid. Néanmoins, d'autres structures montrent des indices d'écoulements à la faveur d'une pente régionale et de déformations verticales à grande échelle (~100 km) peu fréquentes à la surface d'Europe. En outre, nous avons mis en évidence une disparition importante de croûte autour d'une bande décro-extensive dont l'ouverture serait liée à la rotation non synchrone d'Europe. Ces résultats pourront servir à contraindre les modèles physiques développés par ailleurs.

Mots-clés : Europe, satellite de glace, tectonique, morphologie structurale, rhéologie, flux de chaleur

Abstract :

Europa is a rocky body overlaid by a thick external H₂O layer ranging from 80 to 140 km which surface is totally frozen. Heat dissipation due to jovian tides may preserve a liquid ocean above the icy crust and would allow internal dynamics. Morphostructural analysis of *Galileo*'s images gives insights about the structure, the thermal state and the strain rates of the crust. The depth of the rheological transitions highly depends on the location and on the type of feature, and then on the implied "geological" process. The slow relaxation of 2 impact basins allows the assessment of thermal fluxes lower than 30 mW.m⁻² implying a conductive crust ranging from 9 to 32 km in thickness over a cold ocean. Nevertheless, other features give insights about flows of material along a regional slope and vertical deformations at large-scale (~100 km) which are rare on the Europa's surface. Furthermore, we have pointed out a large disappearance of crust around an extensive strike-slip band, which opening may be related to Europa's non-synchronous rotation. Finally, these results will be used to constraint the physical models developed elsewhere.

Key words : Europa, icy satellite, tectonics, structural morphology, rheology, heat flux